

Institut für Plasmaphysik  
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH  
des Landes Nordrhein-Westfalen

SPEKTROSKOPISCHE MESSUNGEN  
AN EINER ELEKTRODENLOSEN  
RINGENTLADUNG

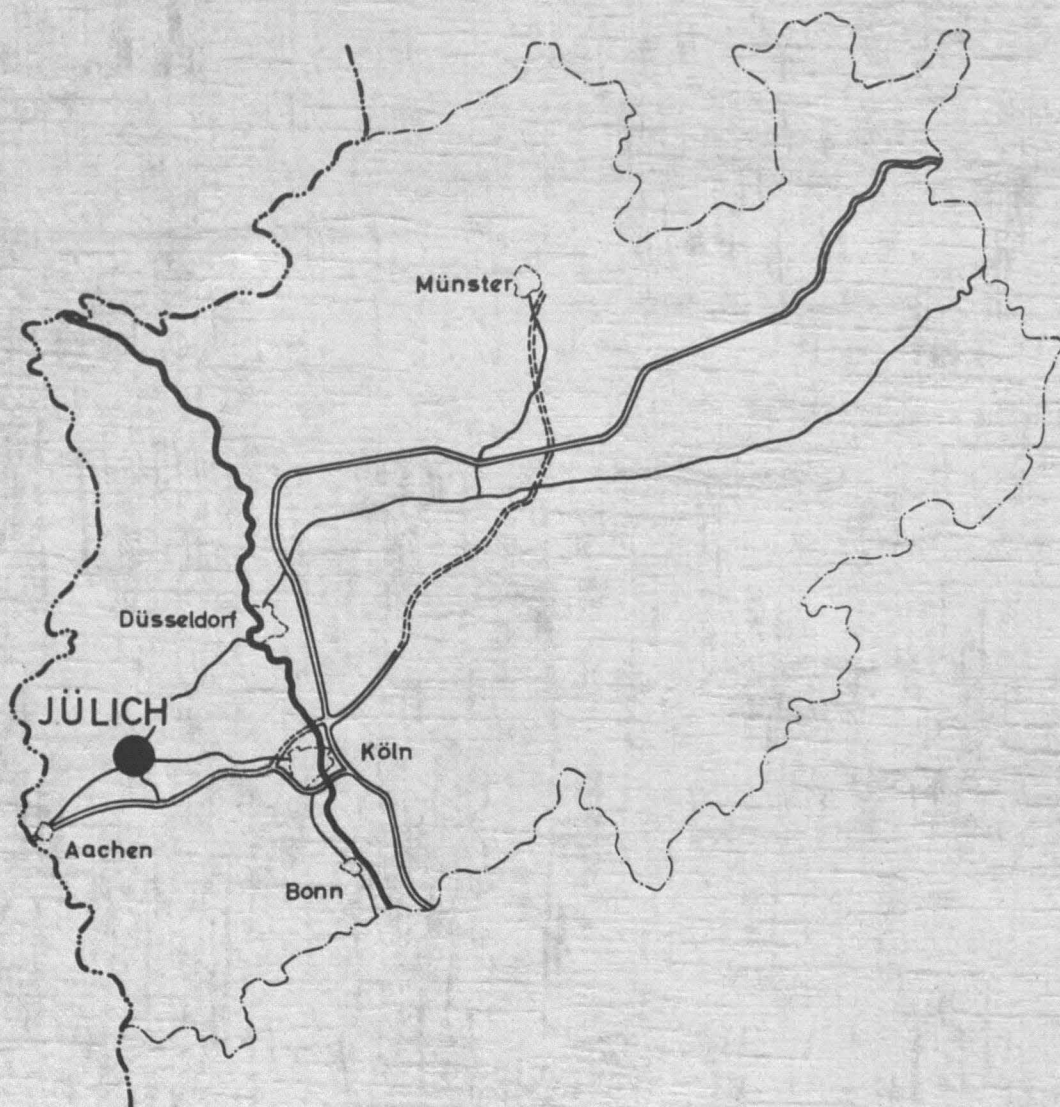
von

T. El-Khalafawy

JÜL - 12 - PP

Juni 1961

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 12

Institut für Plasmaphysik Jül – 12 – PP

Dok.: PLASMA-SPECTROGRAPHIC ANALYSIS \* DK 535.33 : 537.525.72 DK 621.039.6.001.4

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich  
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Institut für Plasmaphysik  
Kernforschungsanlage Jülich

SPEKTROSKOPISCHE MESSUNGEN AN EINER  
ELEKTRODENLOSEN RINGENTLADUNG

von  
Tomader El-Khalafawy

Jül - 12 - PP

Juni 1961

Als Manuskript gedruckt

# Inhaltsverzeichnis

Liste der verwendeten Symbole

Zusammenfassung

I. Einleitung

II. Theoretische Grundlagen

1. Relaxationszeiten für die Einstellung der Geschwindigkeitsverteilungen unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen
2. Thermisches Gleichgewicht
3. Einstellung des Ionisationsgleichgewichtes

III. Meßmethoden

1. Bestimmung der Elektronentemperatur nach Fowler und Milne
2. Bestimmung der Elektronentemperatur aus relativen Intensitäten von Spektrallinien
3. Bestimmung der Elektronendichte in Wasserstoff durch Stark-effektverbreiterung von  $H_{\beta}$
4. Reinheitsgrad der Entladung

IV. Apparatur und Durchführung der Messungen

1. Lichtquelle
2. Spektrograph
3. Monochromatoren
4. Photoelektrische Messungen
5. Photographische Messungen

V. Ergebnisse

1. Zündung, Ionisation und diamagnetische Effekte
2. Temperaturmessungen
3. Elektronendichte
4. Gehalt an C- und O-Verunreinigungen
5. Zusammenfassung der Ergebnisse

Literaturverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen

## Liste der verwendeten Symbole

$A$  Atomgewicht

$A_{mn}$  Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission von  $m \rightarrow n$  [ $\text{sec}^{-1}$ ]

$B_a$  Magnetische Induktion in der Spulenachse in Vakuum gemessen

$B_i$  Magnetische Induktion in der Spulenachse in Gasfüllung gemessen

$E$  Elektrische Feldstärke [ $\text{V/cm}$ ]

$g$  Statistisches Gewicht eines Energieniveaus

$h$  Planck'sches Wirkungsquantum  $6,6 \cdot 10^{-27}$  erg sec

$H$  Halbwertsbreite einer Linie [ $\text{\AA}$ ]

$k$  Boltzmann-Konstante  $1,38 \cdot 10^{-16}$  erg/Grad

$m_p$  Protonenmasse  $1,66 \cdot 10^{-24}$  g

$m_e$  Elektronenmasse  $9,1 \cdot 10^{-28}$  g

$N$  Teilchendichte [ $\text{cm}^{-3}$ ]

$N_e$  Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit

$N^r$  Zahl der  $r$ -fach ionisierten Atome

$N^{r+1}$  Zahl der  $r + 1$  fach ionisierten Atome

$Q_{12}$  Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Photoionisation [ $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ ]

$Q_{21}$  Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Photorekombination [ $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ ]

$S_{12}$  Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Stoßionisation [ $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ ]

$S_{21}$  Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Dreierstoßrekombination [ $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$ ]

$T_e$  Elektronentemperatur [ $^{\circ}\text{K}$ ]

$T_i$  Ionentemperatur [ $^{\circ}\text{K}$ ]

$U^r$  Zustandssumme des  $r$ -fach ionisierten Atoms

$v$  Geschwindigkeit eines Elektrons [ $\text{cm sec}^{-1}$ ]

$z$  Kernladungszahl

$Z_{nm}$  Zahl der Anregungen von  $n \rightarrow m$  pro sec  $[\text{sec}^{-1}]$

$\delta$  Sekundäremissionsfaktor

$\lambda$  Wellenlänge  $[\text{\AA}]$

$\lambda_e$  mittlere freie Weglänge der Elektronen  $[\text{cm}]$

$\nu$  Frequenz  $[\text{sec}^{-1}]$

$\sigma_{nm}$  Wirkungsquerschnitt für Anregung von  $n \rightarrow m$   $[\text{cm}^2]$

$\tau$  charakteristische Zeit eines Prozesse  $[\text{sec}]$

$\chi_i$  Ionisationsenergie  $[\text{eV}]$

$\chi_{nm}$  Anregungsenergie  $[\text{eV}]$



## ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird mit Hilfe spektroskopischer Methoden der Zustand des Gases untersucht, der in einer Apparatur zur schnellen magnetischen Kompression von Plasma vor dem Einsatz der Hauptentladung besteht. In dieser Phase wird das Gas durch eine gepulste elektrodlose Ringentladung ionisiert. Die Kenntnis der charakteristischen Daten des so vorionisierten Gases ist für die Deutung der an der Hauptentladung durchgeführten Messungen wesentlich; vor allem interessieren der Zeitpunkt der Zündung, die Werte für die Elektronentemperatur, die Elektronendichte, der Ionisationsgrad und die Konzentration der Verunreinigungen. Die Messungen wurden an einem Wasserstoffplasma mit Anfangsdrucken von  $50\ \mu$  und  $230\ \mu$  durchgeführt.

Die Beobachtung des emittierten Lichtes ergibt, daß die Zündung bei  $230\ \mu$  in der ersten Halbwelle, bei  $50\ \mu$  in der zweiten Halbwelle des oszillierenden Magnetfeldes erfolgt.

Der zeitliche Verlauf der Elektronentemperatur wurde nach der Methode von Fowler und Milne und aus der relativen Intensität zweier Kohlenstofflinien aufeinanderfolgender Ionisationsstufen (CII u. CIII) bestimmt. Bei beiden Anfangsdrucken zeigt die Temperatur einen oszillierenden Verlauf; die Maximaltemperatur beträgt für  $50\ \mu$  etwa  $27\ 000^\circ\text{K}$  und für  $230\ \mu$   $25\ 000^\circ\text{K}$ . In beiden Fällen wird das erste Maximum nach etwa  $1,6\ \mu\text{sec}$  erreicht. Beide Methoden setzen eine Boltzmann-Verteilung der Ionen über die verschiedenen Anregungszustände und die Gültigkeit der Saha-Gleichung für das Ionisationsgleichgewicht voraus. Eine Abschätzung der Häufigkeiten der beteiligten Prozesse zeigt, daß diese Voraussetzungen erfüllt sind.

Der zeitliche Verlauf der Elektronendichte wurde bei einem Anfangsdruck von  $230\ \mu$  aus der photoelektrisch gemessenen Linienbreite von  $\text{H}_\beta$  bestimmt. Das Maximum von  $1,4 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$  wird  $3\ \mu\text{sec}$  nach

dem Beginn der Entladung erreicht. Als eine untere Grenze für den Ionisationsgrad ergibt sich 50 %.

Wie das Spektrum zeigt, treten als Verunreinigungen vorwiegend Kohlenstoff und Sauerstoff auf. Aus der Intensität der Linien wurden Verunreinigungsgrade von 0,03 %  $O_2$  und 0,02% C bestimmt. Der Einfluß der Verunreinigungen auf die Elektronentemperatur ist gering.



## I. EINLEITUNG

In den letzten Jahren wurden zahlreiche Versuche über die schnelle magnetische Kompression von Plasma durchgeführt, wie z.B. in Los Alamos<sup>1</sup>, Washington<sup>2</sup>, Aldermaston<sup>3</sup> und Aachen<sup>4</sup>. Mit dieser Methode werden im Wasserstoff Temperaturen von einigen Millionen Grad erreicht. Diese hohen Temperaturen traten im allgemeinen erst in der zweiten Halbwelle der oszillierenden Entladung auf, während in der ersten Halbwelle die Vorionisation des Gases stattfand. Da der Zeitpunkt und die statistische Streuung der Zündung der Gasentladung in der ersten Halbwelle vom Gasdruck abhängt, wurden bei diesen Experimenten nicht ausreichend reproduzierbare Ergebnisse erhalten.

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen wurden an einem Kompressionsexperiment durchgeführt, in dem die Vorionisation und der Aufbau eines vollionisierten Plasmas durch eine gesonderte elektrodenlose Ringentladung erreicht wird. Diese Vorentladung wurde von Hintz entwickelt.

Die Versuche zeigen, daß der Zustand des Plasmas zum Beginn der schnellen magnetischen Kompression von entscheidender Bedeutung für den weiteren Verlauf ist. Es wurde daher eine Abschätzung der wichtigsten physikalischen Größen der Vorentladung mit spektroskopischen Mitteln versucht. Hierzu gehören insbesondere die Elektronentemperatur, der Ionisationsgrad, die Elektronendichte und der Anteil an Verunreinigungen insbesondere an Sauerstoff und Kohlenstoff. Die Magnetfelder in dieser Entladung wurden von E. Hintz<sup>5</sup> mit Sonden gemessen.

## II. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

### 1. Relaxationszeiten für die Einstellung der Geschwindigkeitsverteilungen unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen.

Da die Halbwellendauer der untersuchten Entladungen nur 0,6 Mikrosekunden beträgt, soll zunächst geprüft werden, wann in diesem Plasma eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung der Ionen und Elektronen zu erwarten ist, so daß man eine Temperatur zuordnen kann. Wie die nachfolgenden Untersuchungen zeigen werden, beträgt unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen die Elektronendichte etwa  $10^{16} \text{ 1/cm}^3$  und die mittlere Elektronenenergie etwa 1,5 eV. Spitzer<sup>5</sup> hat die Frage untersucht, mit welcher Geschwindigkeit die Einstellung des Gleichgewichts der Translationsfreiheitsgrade geladener Teilchen aufgrund ihrer Coulomb Wechselwirkung erfolgt.

Die Einstellzeit für Teilchen mit dem Atomgewicht A und der Ladung Ze ist in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Teilchendichte N

$$(1) \quad \tau_e = \frac{11,4 A^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}}}{N Z^4 \ln \Lambda} \quad [\text{sec}]$$

$\Lambda$  ist das Verhältnis der Debey'schen Abschirmungslänge zum Stoßparameter für die  $90^\circ$ -Winkelstreuung.  $\tau_e$  ist für Elektronen von der Größenordnung  $10^{-11}$  sec bei einer Teilchendichte von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und Temperaturen von 2 eV. Die Einstellzeit für Protonen ist um den Faktor  $\sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \approx 43$ , wobei  $m_p$  bzw.  $m_e$  die Protonen- bzw. Elektronenmasse ist, länger. Diese Zeiten sind kurz gegenüber der Halbwellendauer der Entladung, so daß zu jedem Zeitpunkt eine Elektronen- und Ionentemperatur eingestellt ist.

Die Abweichung der Elektronentemperatur  $T_e$  von der Ionentemperatur  $T_i$  ist bei Joule'scher Aufheizung durch die Geschwindigkeit

bestimmt, mit der die vom elektrischen Feld den Elektronen zugeführte Energie an die Ionen weitergegeben wird. Nach Finkelnburg und Maecker<sup>7</sup> ist die zu erwartende relative Temperaturdifferenz

$$(2) \quad \frac{T_e - T_i}{T_e} = \frac{m_p}{m_e} \cdot \frac{(\lambda_e e E)^2}{\left(\frac{3}{2} k T_e\right)^2}$$

Dabei ist  $\lambda_e$  die mittlere freie Weglänge der Elektronen,  $e$  die Elektronenladung,  $E$  die elektrische Feldstärke (v/cm) und  $kT_e$  die Elektronentemperatur (eV) .

Für  $kT = 1,5$  eV und  $N_e = 10^{16}$  ergibt sich in einem Plasma für  $\lambda_e$  nach Maecker<sup>8</sup> der Wert  $\lambda_e \approx 5 \cdot 10^{-4}$  cm. Für  $E = 100$  V/cm erhält man aus (2) die relative Temperaturdifferenz  $\Delta T/T_e = 0,22$ ,

## 2. Thermisches Gleichgewicht

Das im nächsten Abschnitt beschriebene Meßverfahren für die Elektronentemperatur erfordert, daß die Verteilung der Ionen und Elektronen auf die verschiedenen Anregungs- und Ionisationszustände dem Boltzmann'schen Verteilungsgesetz und der Sahagleichung für das Ionisationsgleichgewicht genügen. Ist diese Bedingung erfüllt, so spricht man vom partiellen thermischen Gleichgewicht. Im vollständigen thermischen Gleichgewicht wird die Anregung eines Atoms vorwiegend durch folgende Elementarprozesse bestimmt:

	Anregung	Auslöschung
Elektron	Anregung durch Elektronenstoß	Stoß 2. Art
Photon	Absorption eines Photons	Emission eines Photons

Im stationären Fall muß nach dem Prinzip vom detaillierten Gleich-

gewicht die Zahl der Anregungen und Auslöschungen durch Elektronenstoß gleich sein. Ebenso muß zwischen den Elementarprozessen mit Photonen ein Gleichgewicht bestehen.

Die letztere Bedingung ist bei dem vorliegenden Plasma wie auch beim Lichtbogenplasma sicher nicht erfüllt. Es liegt daher kein vollständiges Gleichgewicht vor. Man bestätigt aber leicht, daß die Strahlungsprozesse im Vergleich zu den Elektronenstößen selten sind.

In ähnlicher Weise gilt für die Ionisation

	Ionisation	Rekombination
Elektron	Stoßionisation $[N^r N_e S_{12}]$	Dreierstoß $[N^{r+1} N_e^2 S_{21}]$
Photon	Photoionisation $[N^r Q_{12}]$	Strahlungsrekombination $[N^{r+1} N_e Q_{21}]$

Dabei ist  $N^r$  die Zahl der r-fach ionisierten Atome,  $S_{12}$  der Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Stoßionisation,  $S_{21}$  der Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Dreierstoßrekombination,  $Q_{12}$  der Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Photoionisation,  $Q_{21}$  der Wahrscheinlichkeitskoeffizient für Photorekombination.

Bei jedem der vier Prozesse ist angegeben, wie die Zahl der Prozesse pro Volumen- und Zeiteinheit von der Elektronen- und Ionendichte abhängt. Im stationären Zustand ist die Zahl der Rekombinationen gleich der Zahl der Ionisationen

$$(3) \quad N^{r+1} N_e (Q_{21} + N_e S_{21}) = N^r (Q_{12} + N_e S_{12})$$

Daraus folgt die allgemeine Ionisationsformel

$$(4) \quad \frac{N^{r+1} N_e}{N^r} = \frac{Q_{12} + N_e S_{12}}{Q_{21} + N_e S_{21}}$$

Eine Abschätzung des Verhältnisses  $Q_{12}/N_e S_{12}$  ergibt nach Elwert<sup>9</sup> bei der Elektronendichte  $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und einer Temperatur von 1,5 eV für Wasserstoff einen Zahlenwert  $< 10^{-14}$ . Photoionisationen sind daher vernachlässigbar.

Benutzt man zur Berechnung der Rekombinationskoeffizienten ebenfalls die Formeln von Elwert, so erhält man unter den gleichen Bedingungen  $Q_{21} = 2,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{sec}$  und  $N_e S_{21} = 1,7 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{sec}$ . Im vorliegenden Fall scheint daher die Photorekombination eine wesentliche Rolle zu spielen. Hierbei werden jedoch die Dreierstoßrekombinationen sicher beträchtlich unterschätzt, da in der Bilanz nur diejenigen Rekombinationen berücksichtigt wurden, bei denen das Elektron unmittelbar in den Grundzustand übergeht.

Rechnungen von Bates und Kingston<sup>10</sup> und McWhirter<sup>11</sup>, die unter Berücksichtigung der stufenweisen Dreierstoßrekombinationen durchgeführt wurden, ergeben für die vorliegenden Versuchsbedingungen übereinstimmend  $N_e S_{21} \approx 8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{sec}$ . Der Vergleich mit dem oben angegebenen Wert für  $Q_{21}$  zeigt, daß danach die Dreierstoßrekombination tatsächlich etwa 30mal wahrscheinlicher ist als die Photorekombination.

Bei Vernachlässigung der Photoprozesse geht die allgemeine Ionisationsformel (4) in

$$(5) \quad \frac{N^{r+1} N_e}{N^r} = \frac{S_{12}}{S_{21}}$$

und damit in die Sahagleichung über. Denn im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht ist nach der Sahagleichung

$$(6) \quad \frac{Q_{12} + N_e S_{12}}{Q_{21} + N_e S_{21}} = \left( \frac{2\pi m_e k T}{h^3} \right)^{\frac{3}{2}} 2 \frac{U^{r+1}}{U^r} \exp\left(-\frac{\chi^r}{k T}\right) = f(T, \chi)$$

darin bedeutet  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $U^r$ ,  $U^{r+1}$  die Zustandssumme des  $r$ -fach, bzw.  $r+1$  fach ionisierten Atoms und  $\chi^r$  die Ionisationsenergie des  $r$ -fach ionisierten Atoms.

Nach dem Prinzip vom detaillierten Gleichgewicht folgt

$$(7) \quad \frac{Q_{12}}{Q_{21}} = \frac{S_{12}}{S_{21}} = f(T, \chi)$$

Da das Verhältnis von  $S_{12}$  zu  $S_{21}$  lediglich durch die Temperatur und die Art des Gases bestimmt ist und zwar unabhängig davon, ob vollständiges oder partielles thermodynamisches Gleichgewicht herrscht, so ist der durch die Betrachtung des speziellen Gleichgewichtsfall es gewonnene Ausdruck  $f(T, \chi)$  allgemein gültig, und wir erhalten die Saha'sche Ionisationsformel

$$(8) \quad \frac{N^{r+1} \cdot N_e}{N^r} = f(T, \chi)$$

Diese Ionisationsformel ist für ähnliche Bedingungen wie den hier vorliegenden gut bestätigt durch Experimente, in denen in einem Plasma die Elektronendichte erstens aus der Linienverbreiterung gemessen und zweitens aus der Temperatur mittels der Sahagleichung berechnet wurde. Dabei ist die erste Methode, unabhängig vom thermischen Gleichgewicht, gültig, während die zweite davon abhängig ist<sup>12, 13</sup>.

### 3. Die Einstellung des Ionisationsgleichgewichtes

Die Relaxationszeit für die Ionisation ist die Zeit, in der im Mittel jedes Atom einen ionisierenden Stoß erfährt. Von Knorr<sup>14</sup> wurden diese Zeiten für die Ionisation aus dem Grundzustand berechnet. Für

die Ionisation des Wasserstoffs bei  $kT = 1,5 \text{ eV}$ ,  $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  erhält man z.B. eine Relaxationszeit  $\tau$  von

$$(9) \quad \tau = 0,65 \cdot 10^{-3} (\chi_i)^{\frac{3}{2}} \exp(+\chi_i/kT) \frac{10^{15}}{N_e} = 28 \mu\text{sec}$$

worin  $\chi_i$  die Ionisationsenergie in eV ist.

Es muß jedoch auch die stufenweise Ionisation über das Resonanzniveau berücksichtigt werden, wenn die Zahl der unelastischen Stöße der Atome mit Elektronen in diesem Anregungszustand größer oder wenigstens von derselben Größenordnung ist wie die Zahl  $A$  der spontanen Emission. Die Zahl  $Z_{23}$  der Übergänge vom Zustand mit der Hauptquantenzahl  $n = 2$  nach dem Zustand mit der Hauptquantenzahl  $n = 3$  je Sekunde und Atom im Zustand 2 ergibt sich zu

$$(10) \quad Z_{23} = N_e \sigma_{23} 2 \sqrt{\frac{2 k T}{\pi m}} \left( 1 + \frac{\chi_{23}}{k T} \right) \exp \left( - \frac{\chi_{23}}{k T} \right)$$

Gleichung (10) wird erhalten durch Mittelung des Anregungsquerschnittes  $\sigma_{23}(v)$  über die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung.

$$(11) \quad Z_{23} = N_e \langle \sigma_{23}(v) v \rangle = N_e \int_{v_0}^{\infty} \sigma_{23}(v) v W(v, T_e) dv$$

Die Mittelung wurde in vereinfachter Weise durchgeführt, in dem der Wirkungsquerschnitt oberhalb der Anregungsenergie  $\chi_0$  als konstant und gleich  $\sigma_{23}$  angenommen wurde. Mit der Annahme  $\sigma_{23} = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$  erhält man unter denselben Bedingungen wie oben  $Z_{23} = 2 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$ .



Die Zahl  $A_{21}$  der spontanen Emission beträgt dagegen nur <sup>16</sup>  
 $A_{21} = 4,7 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ . Dabei ist noch nicht berücksichtigt, daß  
 ein großer Teil der emittierten Strahlung im Plasma reabsorbiert  
 wird, so daß die Verluste durch Abstrahlung an angeregten Atomen  
 noch weiter wesentlich verringert werden.

Zur Abschätzung des Effektes wurde eine Theorie von Holstein <sup>17</sup>  
 zu Grunde gelegt. In dieser wird ein "Imprisonment"-Faktor  $G$   
 definiert;  $1/G$  ist die mittlere Zahl der Reabsorption, die ein Re-  
 sonanzquant erfährt, bevor es das strahlende Gas verläßt. Für einen  
 Gaszylinder mit dem Radius  $R$  ist bei durch Dopplereffekt verbrei-  
 terten Linien

$$(12) \quad G = \frac{160}{k_0 R \sqrt{\pi \log k_0 R}}$$

Dabei ist

$$(13) \quad k_0 = \frac{\lambda^3}{8 \pi^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{A_{21}}{v_0} N$$

$A_{21}$  die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission des  
 Resonanzquants,  $\lambda$  dessen Wellenlänge,  $N$  die Dichte der Atome im  
 Grundzustand mit dem statistischen Gewicht  $g_1$ ,  $g_2$  das statistische  
 Gewicht des ersten angeregten Zustandes und  $v_0$  die mittlere Ge-  
 schwindigkeit der Atome. Betrachten wir z.B. einen Augenblick,  
 in dem das Gas zu 50% ionisiert ist, so beträgt  $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und  
 damit  $G = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ . Durch den "Imprisonment"-Effekt wird  
 daher die Emissionswahrscheinlichkeit  $A_{21}$  auf  $G A_{21} = 2,65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$   
 herabgedrückt.

Eine einfache Abschätzung ergibt, daß in diesem Falle die Anregung vom Grundzustand in das Resonanzniveau der bestimmende Prozeß ist. Mit  $\sigma_{12} = 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  erhält man die Zahl der Anregungen pro Atom und Sekunde<sup>18, 19, 20</sup>

$$(14) \quad Z_{12} = n_e \bar{\sigma}_{12} 2 \sqrt{\frac{2 k T}{\pi m}} \left( 1 + \frac{\chi_{12}}{k T} \right) \exp \left( - \frac{\chi_{12}}{k T} \right)$$

Damit ergibt sich für die Ionisationszeit  $\tau \approx 1 \text{ } \mu\text{sec}$ .

Für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse wäre es wesentlich, die Ionisationszeit für CII zu kennen. Eine Abschätzung analog zu der für Wasserstoff durchgeführten Überlegung ist nicht möglich, da die Stoßquerschnitte für CII nicht bekannt sind. Eine grobe Abschätzung erhält man jedoch, wenn man die Verhältnisse beim CII-Ion mit denen beim Wasserstoff vergleicht. Dabei ergibt sich, daß bei Dichten von  $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  und  $kT = 2 \text{ eV}$  der entscheidende Faktor  $\exp(\chi_R/kT)$  ( $\chi_R$  = Energie des Resonanzniveaus = 9,3 eV) ist. Allerdings läßt sich infolge der Unkenntnis der Stoßquerschnitte nicht ganz sicher sagen, ob dieser Übergang die längste Zeit beansprucht. Jedoch dürfte auf jeden Fall die Ionisationszeit für CII bei 2 eV wesentlich kürzer sein als für H bei 1,5 eV. Deshalb wurde angenommen, daß die Ionisationszeit kleiner als die Halbperiode der Entladung von 0,6  $\mu\text{sec}$  ist, und es wurden Relaxationserscheinungen bei der Interpretation der Ergebnisse nicht berücksichtigt.

### III. MESSMETHODEN

#### 1. Bestimmung der Elektronentemperatur nach Fowler und Milne

Die Intensität einer Spektrallinie der Frequenz  $\nu_{nm}$ , die von einer optisch dünnen Schicht der Dicke  $l$  emittiert wird, ist

$$(15) \quad I_{nm}^r = \frac{1}{4\pi} h \nu_{nm} A_{nm}^r N_m^r l$$

Dabei ist  $N_m^r$  die Dichte der  $r$ -fach geladenen Ionen in dem mit  $m$  numerierten angeregten Zustand,  $A_{nm}^r$  die Einstein'sche Übergangswahrscheinlichkeit in den  $n$ -ten Zustand. Im Falle des thermischen Gleichgewichtes ist die Verteilung der Ionen über die angeregten Zustände durch das Boltzmann'sche Verteilungsgesetz

$$(16) \quad \frac{N_m^r}{N^r} = \frac{g_m^r}{U^r(T)} \exp\left(-\frac{\chi_m^r}{kT}\right)$$

bestimmt mit  $N^r = \sum_m N_m^r$ , wobei  $U^r$  die Zustandssumme ist. Eingesetzt in Gl.(15) ergibt sich somit

$$(17) \quad I_{nm}^r = \frac{1}{4\pi} h \nu_{nm} A_{nm}^r N^r \frac{g_m^r}{U^r(T)} \exp\left(-\frac{\chi_m^r}{kT}\right) l$$

Die Zahl  $N^r$  erhält man aus der Saha-Gleichung, die für das Ionisationsgleichgewicht maßgebend ist.

$$(18) \quad \frac{N^{r+1} N_e}{N^r} = \frac{U^{r+1} \cdot 2}{U^r} \cdot \left(\frac{2\pi m k T}{h^3}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi^r}{kT}\right)$$

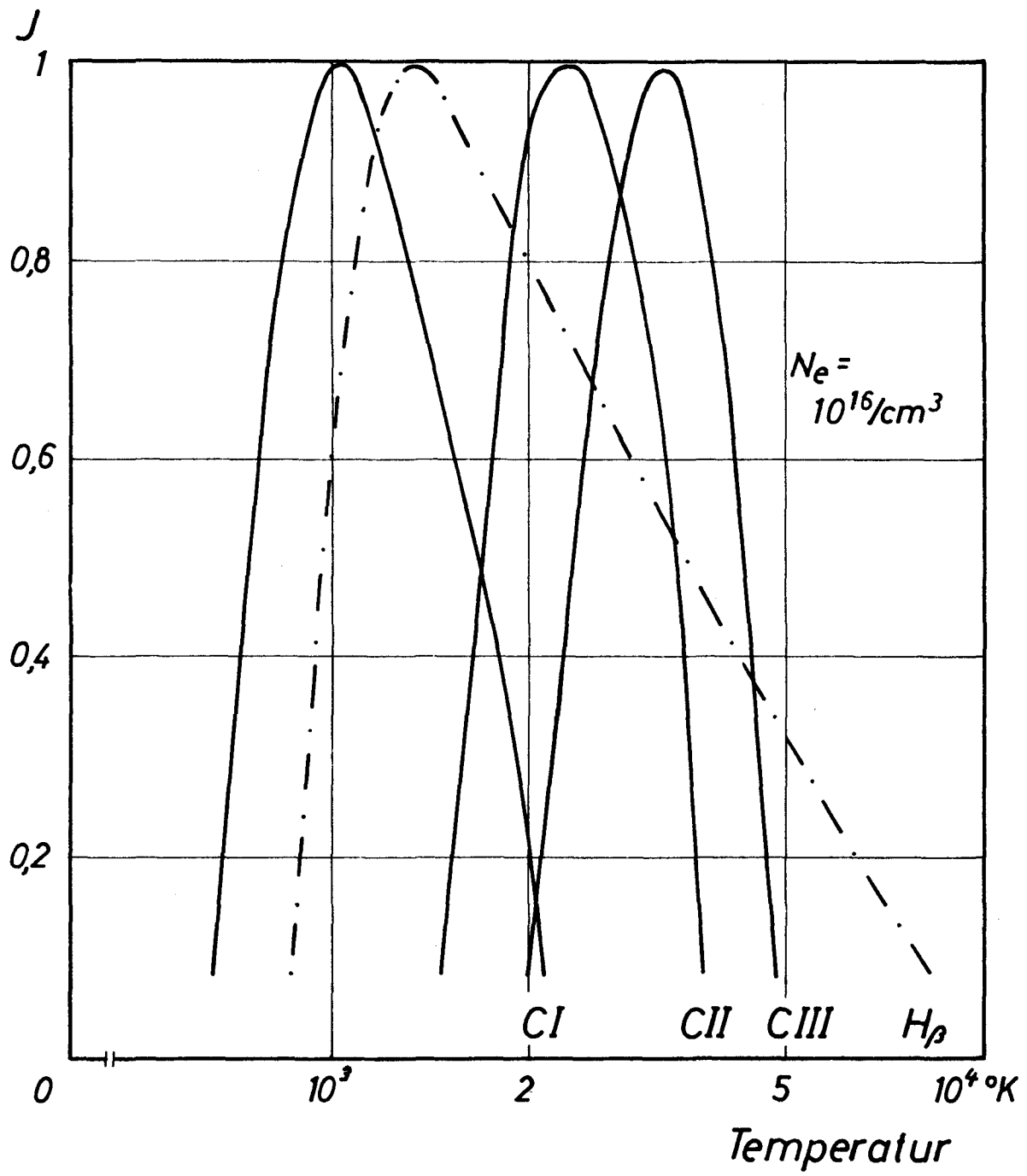


Abb. 1

Linienintensität nach der Sahagleichung für  $H\beta$ ,  $CI$ ,  $CII$ ,  $CIII$ ,

In Abb. 1 wurde die Linienintensität von  $H_{\beta}$  und von Kohlenstofflinien verschiedener Ionisationsstufen in Abhängigkeit von der Temperatur für eine Elektronendichte von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  unter Benutzung der obigen Gleichung aufgetragen, wobei das Maximum der Intensität jeweils auf eins normiert wurde.

Die Intensität jeder Linie steigt zunächst an, geht über ein Maximum und fällt dann ab, während die Intensität der höheren Ionen in diesem Temperaturbereich nur ansteigt. Dieses Maximum erscheint bei einer charakteristischen Temperatur, die nur wenig von der Elektronendichte  $N_e$  abhängt. Z.B. erhält man das Maximum der CII-Linie für  $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  bei  $23\,000^\circ \text{ K}$ , für  $N_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  bei  $27\,000^\circ \text{ K}$ .

Diese Methode wurde von Milne und Fowler<sup>22</sup> zur Bestimmung der Temperatur der Sternatmosphären eingeführt<sup>23</sup>.

## 2. Bestimmungen der Elektronentemperatur aus relativen Intensitäten

Die Elektronentemperatur kann auch aus der relativen Intensität von Linien zweier aufeinanderfolgender Ionisationsstufen eines Elementes bestimmt werden, z.B. von CII ( $\lambda = 4267,27 \text{ \AA}$ ) und CIII ( $\lambda = 2296,89 \text{ \AA}$ ). Division von Gl. (17) für  $r+1$  und  $r$  ergibt

$$(19) \quad \frac{I_{kj}^{r+1}}{I_{nm}^r} = \frac{\nu_{kj} A_{kj}^{r+1} N^{r+1} g_j^{r+1} U^r(T)}{\nu_{nm} A_{nm}^r N^r g_m^r U^{r+1}(T)} \exp\left(-\frac{\chi_j^{r+1} - \chi_m^r}{kT}\right)$$

Ersetzt man  $\frac{N^{r+1}}{N^r}$  nach der Sahagleichung, so folgt

$$(20) \quad \log \frac{I_{kj}^{r+1}}{I_{nm}^r} = \log 2 \left( \frac{2\pi m_e}{h^3} \right)^{3/2} + \log \frac{\lambda_{nm} A_{kj}^{r+1} g_j^{r+1}}{\lambda_{kj} A_{nm}^r g_m^r} - \log N_e + \frac{3}{2} \log kT - 0,4343 \frac{\chi_j^{r+1} - \chi_m^r}{kT}$$

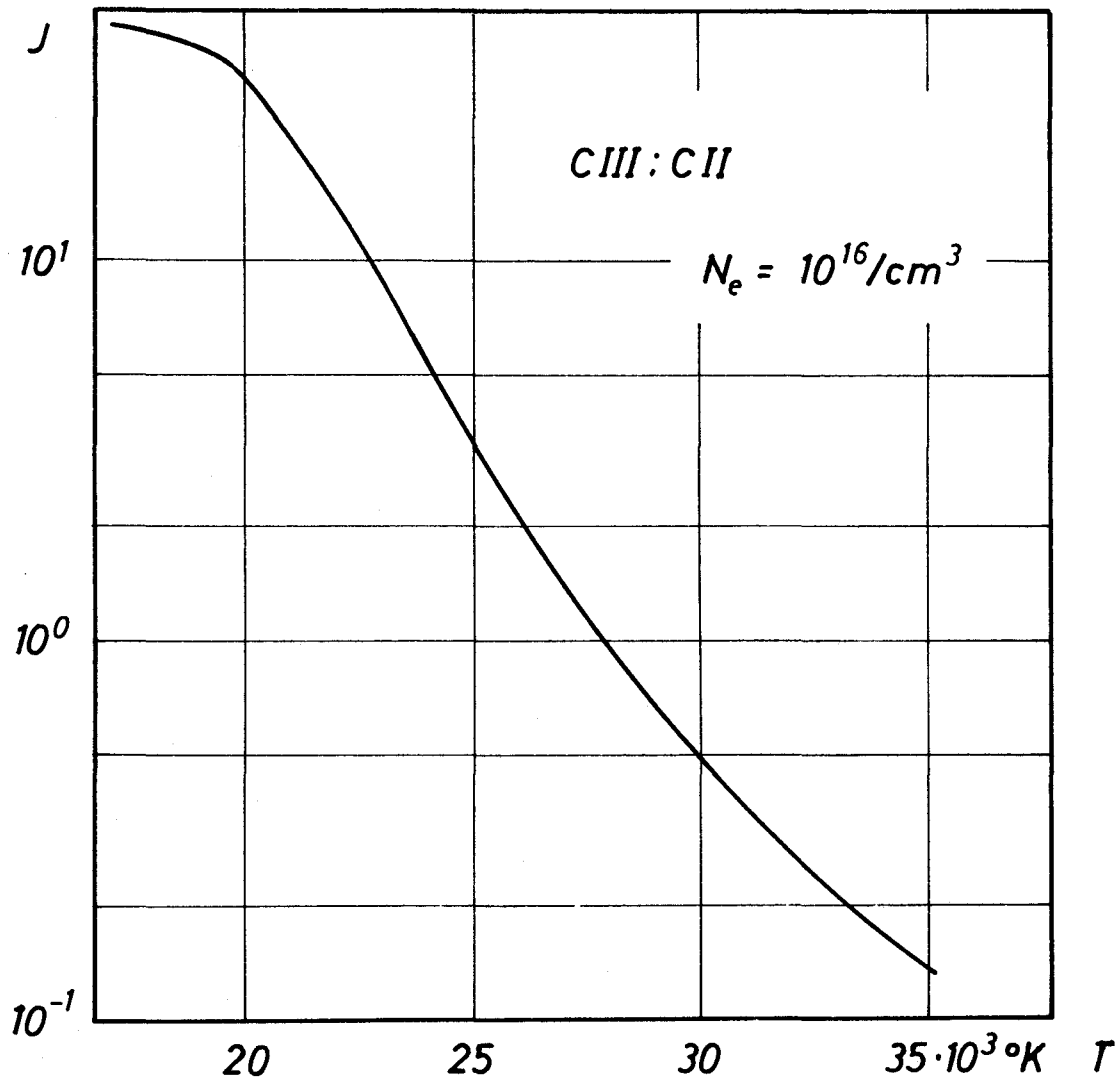


Abb. 2

$\frac{I_{CIII}}{I_{CII}}$  als Funktion der Temperatur für  $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

Das erste Glied ist eine universelle Konstante, das zweite Glied eine Konstante für eine bestimmte Linienkombination.  $N_e$  geht nur logarithmisch ein, so daß eine einigermaßen gute Schätzung der Elektronendichte (bis auf einen Faktor 2 oder 3) bereits zu einer recht guten Temperaturbestimmung führt. Das entscheidende temperaturabhängige Glied ist das letzte. Es ist besonders empfindlich gegenüber Temperaturänderungen, wenn der Zähler wesentlich größer als der Nenner ist. Das ist gerade in dem angegebenen Temperaturbereich für die relative Intensität einer CII- zu einer CIII-Linie der Fall, da die Energiedifferenz 21,5 eV beträgt. Nähme man dagegen

zwei Linien derselben Ionisationsstufe, so wäre die relative Intensität praktisch temperaturunabhängig, da die Differenz der Anregungsenergien klein gegenüber der thermischen Energie ist.

Abb. 2 zeigt in logarithmischer Darstellung die relative Intensität der genannten CH- und CIII-Linien als Funktion der Temperatur.

### 3. Bestimmung der Elektronendichte im Wasserstoff durch Stark-effektverbreiterung von $H_{\beta}$

Für die Bestimmung von  $N_e$  bietet sich für die vorliegenden Werte von  $N_e$  und  $T_e$  die Starkeffektverbreiterung durch Mikrofelder der Linie  $H_{\beta}$  an, eine Methode, für die thermisches Gleichgewicht nicht erforderlich ist. Dieses Verfahren ist in der letzten Zeit ausführlich theoretisch und experimentell<sup>24, 13</sup> untersucht worden. Es hat sich dabei herausgestellt, daß es nicht nötig ist, wie früher üblich, den Intensitätsabfall in den Linienflügeln zu messen. Es genügt vielmehr, die Halbwertsbreite der Linie zu bestimmen.

Für eine Temperatur von 20 000° K ergibt sich

$$(21) \quad N_e = 3,5 \cdot 10^{14} H^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

wobei  $H$  die volle Halbwertsbreite der Linie in Å ist. Die Änderung der Halbwertsbreite bei einem Temperaturwechsel von  $\pm 10\,000^\circ \text{ K}$  beträgt weniger als  $\pm 5\%$ .

### 4. Reinheitsgrad der Entladung

Der Grad an Verunreinigungen der Entladung durch Fremdgase wurde durch eine spektralanalytische Methode bestimmt. Dazu wurden bekannte Mengen desselben Fremdgases zugesetzt und die Änderung der Intensität einer Spektrallinie dieses Gases in Abhängigkeit von der Kon-



zentration gemessen. Durch Extrapolation auf die Konzentration Null kann der Grad der Verunreinigungen ermittelt werden. Dieses Verfahren ist in Bild 21 für Kohlenstoff und Sauerstoff veranschaulicht.

#### IV. APPARATUR UND DURCHFÜHRUNG DER MESSUNGEN

##### 1. Lichtquelle

Als Lichtquelle wurde die Vorentladung der Apparatur von E. Hintz benutzt. Diese besteht aus einem Quarzrohr von 40 mm Durchmesser und 700 mm Länge, das auf einer Länge von 150 mm von einer Magnetspule umgeben ist (Abb. 3). Als Füllung wurde Wasserstoff, ein Ge-

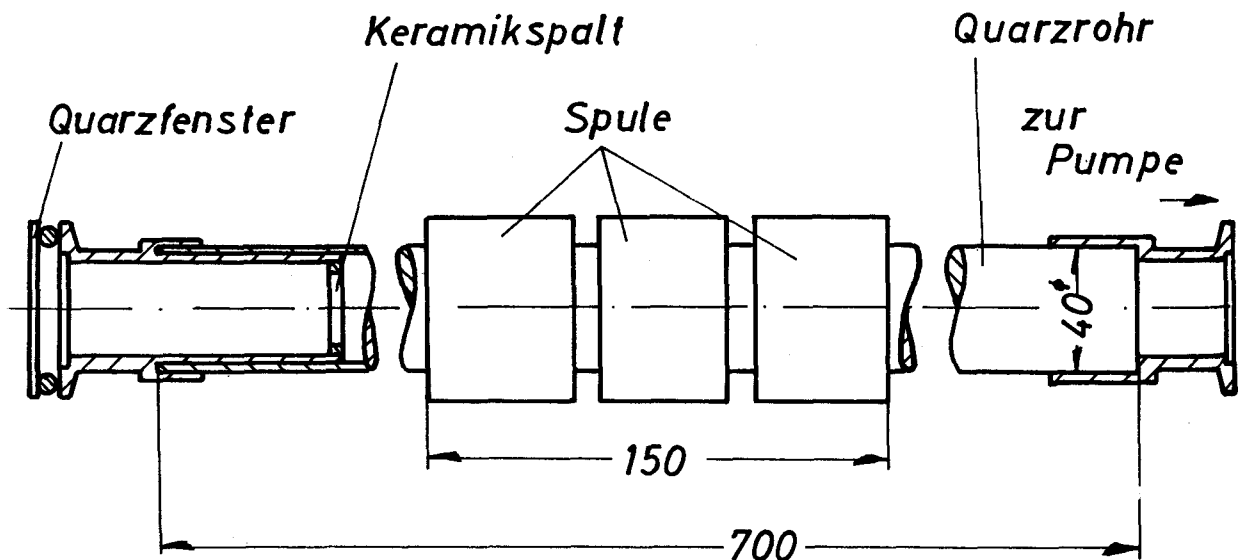
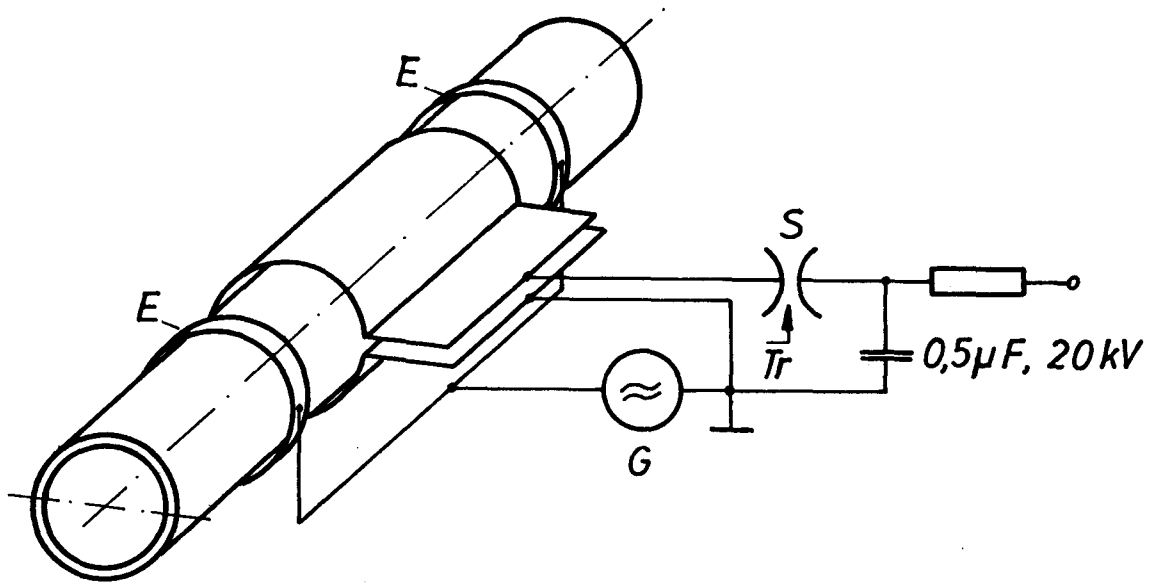


Abb. 3

Entladungsrohr

misch von Wasserstoff und Methan mit einem C-Gehalt von 0,013 bis 5 % C oder ein Gemisch von Wasserstoff und Sauerstoff verwendet. Der Druck wurde im Bereich von 0,05 bis 0,23 Torr variiert. Über die Spule wird ein Kondensator von  $0,5 \mu\text{F}$ , der bei der Betriebsspannung von 20 kV eine elektrische Energie von 100 Joule speichert, entladen. Um gut reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wird das Gas mit einem HF-Generator ( $f = 10 \text{ MHz}$ ,  $L = 100 \text{ W}$ ) vorionisiert (Abb. 4).



*E : HF - Elektrode*  
*G : HF - Generator*  
*S : Schallfunkenstrecke*  
*Tr : Triggerpuls*

Abb. 4

Stromkreis schematisch

Infolge der induzierten elektrischen Feldstärke erfolgt ein ringförmiger Durchschlag im Gas. Durch Stromwärme und Kompression wird dem Gas ausreichend Energie zugeführt, um es zu dissoziieren und fast vollständig zu ionisieren. Die Strahlung kann in radialer Richtung durch einen Spalt in der Spule und in axialer Richtung durch ein Quarzfenster am Rohrende beobachtet werden.

## 2. Spektrograph

Für photographische Untersuchungen wurde ein Hilger Medium Quartz Spektrograph Type E 498 verwendet. Das Gerät hat folgende

Daten:

Spektralbereich	2 000 - 10 000 Å
Dispersion	5,- 40 Å/mm
Relative Öffnung	f/11
Plattenformat	240 x 60 mm

Für die Abbildung der Lichtquelle auf den Spektrographen wurde zur Vermeidung chromatischer Aberration und zur Erzielung eines weiten Transmissionsbereiches eine Spiegeloptik mit Spezialbelag (Vioflex, Heraeus) verwendet. Mit Hilfe eines geeigneten Spiegelsystems (Abb. 5, 6)

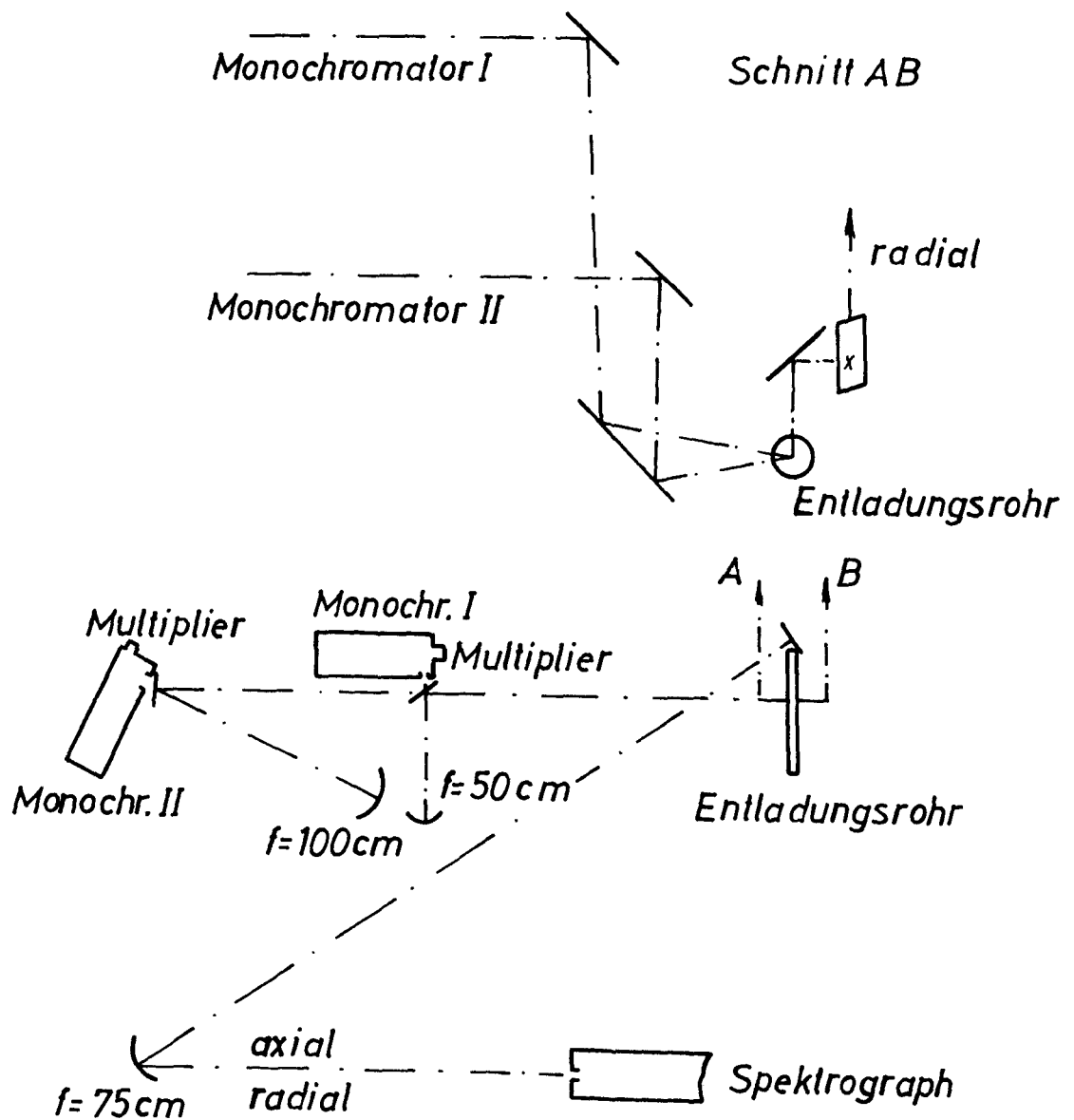


Abb. 5

Strahlengang

wird die Entladung sowohl in radialer als auch in axialer Richtung so auf den Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet, daß die beiden Bilder übereinanderliegen. Da die Abbildung im Spektrographen stigmatisch ist, zeigen die Linien über ihrer Höhe die radiale Verteilung der Lichtintensität im Rohr.

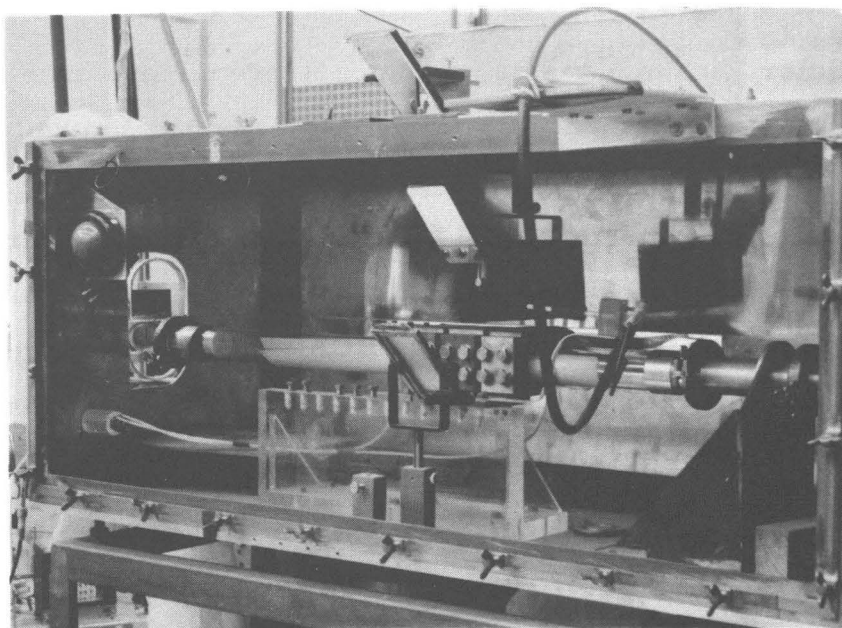


Abb. 6

Entladungsrohr mit Umlenkspiegeln

### 3. Monochromatoren

Die Gesamtintensitäten der Linien und das Profil der  $H_{\beta}$  - Linie wurden photoelektrisch mit zwei Bausch & Lomb -Gittermonochromatoren untersucht. Die Daten der Geräte sind folgende:

Spektralbereich	2 000 - 7 000 Å
Gitterfläche	10 x 10 cm <sup>2</sup> 1200 Striche/mm
Theoretisches Auflösungs- vermögen	1,2 x 10 <sup>5</sup>
Dispersion	16 Å/mm
Relative Öffnung	f/4,5
Spaltbreite bis	12 mm
Spalthöhe bis	20 mm

Das in radialer Richtung aus dem Rohr tretende Licht wurde durch ein Spiegelsystem bestehend aus einem durchbohrten Planspiegel und einem sphärischen Hohlspiegel so auf die Eintrittsspalte der Monochromatoren fokussiert, daß für beide der gleiche Raumwinkel erfaßt wurde (Abb. 5). Hinter den Austrittsspalten sind Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) der Firma RCA, Typ 1 P 28 aufgestellt. Die Wellenlängenverstellung geschieht durch Drehen des Plangitters. Die Wellenlängentrommel wurde mit einer Hg-Lampe geeicht.

Die Breite des Eingangsspaltess wurde jeweils so gewählt, daß die benachbarten Linien nicht störten und die Intensität des Kontinuums bei der Auswertung nicht berücksichtigt werden mußte. Dies wurde durch Messung der Kontinuumsstrahlung bei einer Wellenlänge in der Nähe der Linie überprüft.

Das Profil von  $H_{\beta}$  wurde ermittelt, indem Intensitäten in verschiedenen Abständen von der Linienmitte bei aufeinanderfolgenden Entladungen gemessen wurden. Gleichzeitig wurde bei einer festen Wellenlänge mit dem zweiten Monochromator die Reproduzierbarkeit der Entladung überprüft. Diese schien für die gewünschte Genauigkeit ausreichend zu sein.

#### 4. Photoelektrische Messungen

##### a) Auswahl der SEV Schaltung

Die als Detektoren verwendeten SEV des Typs 1 P 28 (Abb. 7) haben eine spektrale Empfindlichkeit von 2 000 - 6 000 Å. Für die spe-

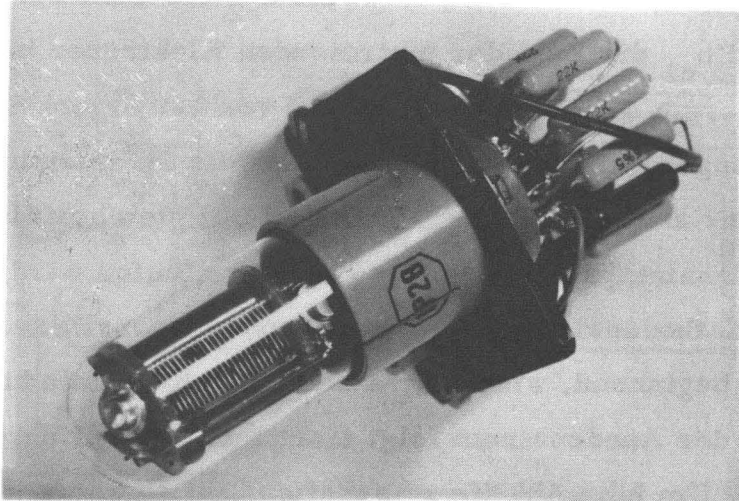


Abb. 7

SEV RCA Typ 1 P 28 mit Spannungsteiler

ziellen Arbeitsbedingungen mußten Schaltungen entwickelt werden, die einen optimalen Kompromiß einander widersprechender Forderungen darstellen. Da Anstiegszeiten der Lichtpulse von etwa  $10^{-7}$  sec zu erwarten waren, wurde eine Auflösungszeit der Schaltung von  $10^{-8}$  sec angestrebt. Wegen der großen Intensitätsunterschiede mußte ein linearer Aussteuerungsbereich von  $10^3$  realisiert werden. Die obere Grenze wird dabei durch die Änderung des Verstärkungsfaktors des SEV bei großen Stromdichten gesetzt, die untere Grenze durch das Eigenrauschen des SEV und durch die von außen eingestreuten Störungen. Da Versuche mit an den SEV angeschlossenen Kathodenverstärkern keine befriedigende Ergebnisse zeigten, wurde der SEV mit einem abgeschlossenenem  $150\ \Omega$ -Kabel als Anodenwiderstand betrieben.



b) Bemessung des Spannungsteilers

Der Sekundäremissionskoeffizient  $\delta = \frac{n_{e2}}{n_{e1}}$  beträgt bei dem üblichen Dynodenmaterial etwa 4, wobei  $n_{e2}$  die Zahl der austretenden und  $n_{e1}$  die Zahl der eintretenden Elektronen bedeutet. Bei einer Energie der Primärelektronen von 100%igem Elektronenüberföhrungskoeffizienten wächst daher die Stromdichte von einer Stufe zur anderen um den Faktor 4. Bei gleichmäßiger Verteilung der Gesamtspannung auf die einzelnen Stufen wird mit steigendem Kathodenstrom, d.h. wachsender Intensität, mit der letzten Stufe beginnend, eine Begrenzung durch Raumladung auftreten, d.h. der Anodenstrom folgt nicht mehr linear dem Kathodenstrom. Um hier Abhilfe zu schaffen, ist es notwendig, die Feldstärke von Stufe zu Stufe progressiv zu erhöhen. Dies ist natürlich nur bis zu einer maximalen Feldstärke möglich, weil Feldelektronenemission und Ionenrückkopplung eine Grenze setzen.

Linearität setzt außerdem Konstanz der Dynodenpotentiale voraus. Dies ist bei den üblichen Methoden der Erzeugung der Dynodenpotentiale durch Spannungsteiler nur solange mit hinreichender Genauigkeit gewährleistet, als die Dynodenströme klein gegen den Querstrom im Spannungsteiler sind. Da im vorliegenden Falle der Strom in der letzten Dynode 60 mA erreicht, der Querstrom aufgrund der beschränkten Ergiebigkeit des Netzgerätes aber auf 5 mA begrenzt ist, war es notwendig, durch besondere Maßnahmen die Dynodenpotentiale zu stabilisieren. Dies gelang durch Einführung entsprechend bemessener Kapazitäten parallel zu den Teilwiderständen. Ihre Größe wurde so bestimmt, daß nach  $10^{-5}$  sec die Spannungsänderung gerade 1 % ausmacht. Durch diese Maßnahmen gelang es, formgetreue Ausgangssignale bis 70 mA, das sind rund 10 V an 150  $\Omega$  bei Anstiegszeiten von  $10^{-8}$  sec zu erreichen (Abb. 8, 9). Diese Anstiegszeit entspricht der des verwendeten Oszillographen Tektronix Typ 551.

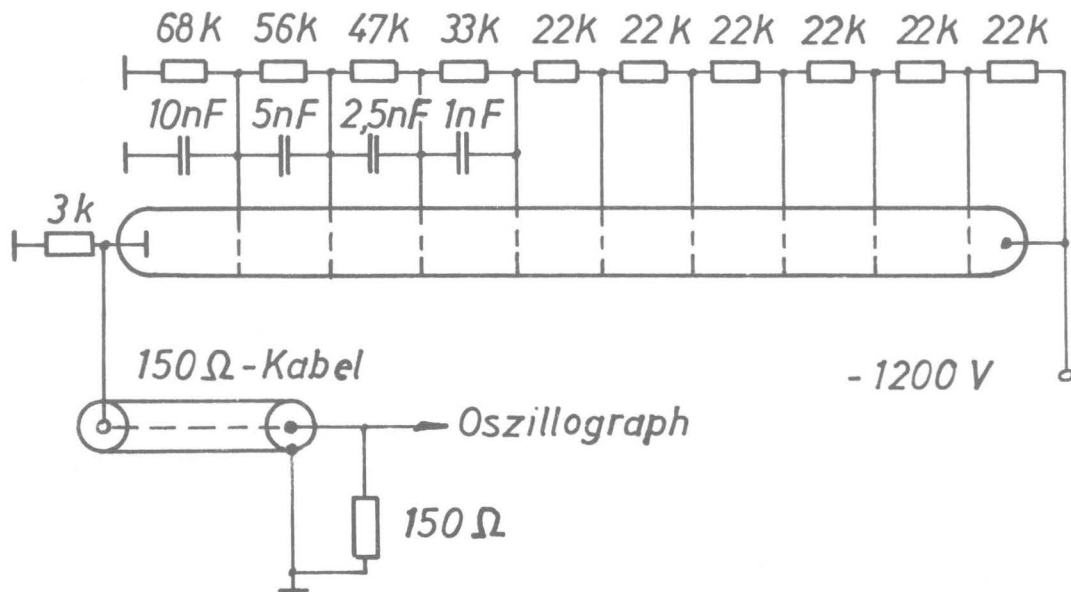


Abb. 8

Schaltung des Spannungsteilers

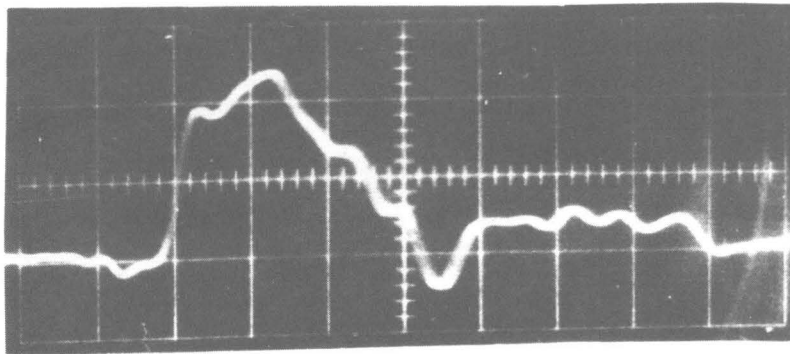


Abb. 9

Oszillogramm des Lichtpulses einer Testquelle  
(Quecksilberrelais, Licht-Anstiegszeit 1 nsec, 10 nsec/cm,  
5 V/cm)

c) Abschirmung

Durch eine sorgfältige Abschirmung der Stromversorgungs- und Signalkabel außerhalb der Meßkabine, sowie des SEV, konnten die eingestreuten Störungen auf einen Pegel von einigen Millivolt herabgedrückt werden. Die Netzgeräte und Oszillographen wurden erdfrei in der Abschirmkabine untergebracht. Koaxiale Stromversorgungs- und Signalkabel wurde in Kupferrohr und Tombakschlauch bis zum SEV-Gehäuse geführt. Die Mäntel der Koaxialkabel wurden an der Kabinendurchführung geerdet. Die SEV-Gehäuse wurden mit breiten Kupferbändern niederinduktiv mit der unter Lichtquelle, Meßkabine, Monochromatoren und Spektrograph ausgebreiteten, geerdeten Messingfolie verbunden.

d) Prüfung des SEV

Die Anstiegszeit bei voller Signalamplitude wurde unter Verwendung einer Lichtquelle gemessen, die aus den Kontakten eines Quecksilberrelais gebildet wird. Die Gesamtdauer des so erzeugten Lichtpulses betrug 30 nsec, die Anstiegszeit war kleiner als 10 nsec (Abb. 9) . Um die Linearität der SEV zu prüfen, mußte aus den oben erwähnten Gründen mit gepulstem Licht gearbeitet werden. Zu diesem Zweck wurde das Licht einer mit konstantem Strom brennenden UV-Normallampe durch Graufilter bekannter Dichte geschwächt und durch eine rotierende Sektorblende in Lichtpulse bekannter Form zerlegt. Nach Durchlaufen des Monochromators gelangte das Licht auf die Photokathode des SEV. Abweichungen von der Signalform zeigten das Einsetzen der Raumladungsbegrenzung.

## 5. Photographische Messungen

Die schon in Abschnitt IV, 2 beschriebene Anordnung liefert einen Überblick über das gesamte Spektrum im Bereich von 2 200 - 6 500 Å. Dabei zeigen die Linien über der Höhe den radialen Verlauf der Intensität im Rohr und zwar gleichzeitig in axialer und in radialer Richtung. Für die Aufnahmen wurden Ilford H.P.S oder Q3 - Platten benutzt. Dabei erwiesen sich die letzteren für Aufnahmen im UV-Bereich als wesentlich empfindlicher und zeigten ein geringeres Korn. Die Entwicklung wurde in Ultrafin oder Agfa-Rodinal, Verd. 1 : 20 mit gleichem Erfolg durchgeführt.

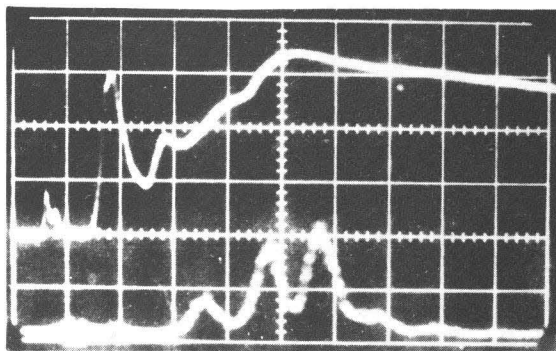
## V. ERGEBNISSE

### 1) Zündung, Ionisation und diamagnetische Effekte

Die Zündung der Entladung ist am besten auf den SEV-Oszillogrammen des Gesamtlichtes zu sehen, das in diesem Zeitpunkt den ersten meßbaren Anstieg hat Abb. 10 u. 11). Während bei  $230 \mu\text{H}_2$  die Zündung schon in der ersten Halbwelle nach  $0,2 \mu\text{sec}$  erfolgt, tritt sie bei  $50 \mu\text{H}_2$  erst in der zweiten Halbwelle nach  $0,8 \mu\text{sec}$  auf. Dieses Ergebnis wird durch Messungen der Elektronendichte mit Mikrowellen bestätigt.

Der Verlauf des inneren Magnetfeldes  $B_i$  gleicht bis zur Zündung dem des Vakuumfeldes  $B_a$ . Auch nach der Zündung folgt das innere Feld noch kurzzeitig dem Vakuumfeld, da die Leitfähigkeit des Gases noch nicht so hoch ist, daß erhebliche Gasströme fließen können. Als Wirkung der Ströme, die danach wegen der stark ansteigenden Leitfähigkeit zu fließen beginnen, bleibt das Magnetfeld auf der Spulenachse zunächst nahezu konstant. Bei vollkommener Leitfähigkeit und ohne Kompression würde das innere Feld  $B_i$  weiterhin konstant bleiben, bei endlicher Leitfähigkeit dringt das äußere Magnetfeld ein und das innere Feld folgt mit einer Phasenverschiebung dem Verlauf des äußeren Feldes, wie es z.B. für den Druck  $230 \mu\text{H}_2$  in Abb. 12 c zu erkennen ist. Erfolgt im Anschluß an die Zündung eine schnelle Verdichtung des Plasmas, wie sie bei niedrigen Drucken zu erwarten ist, so kann die magnetische Induktion im Inneren des Plasmas das umgekehrte Vorzeichen haben und trotzdem die Amplitude entsprechend dem äußeren Feld wachsen, wie es für einen Druck von  $50 \mu\text{H}_2$  aus Abb. 13c zu ersehen ist. Mit diesen diamagnetischen Effekten sind die optischen Effekte korreliert.

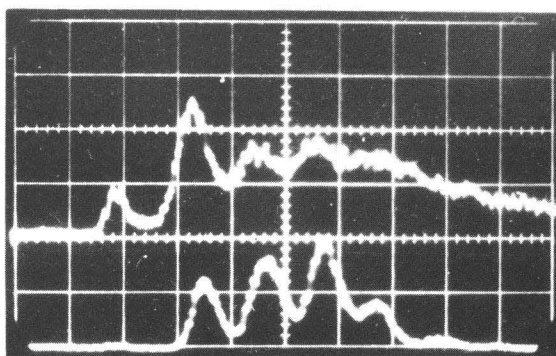
Im Falle umgekehrter Polarität des inneren und äußeren Magnetfeldes fließen infolge der großen Feldgradienten starke Ströme, die das Plasma aufheizen. Dies wird auf den Oszillogrammen durch das Auf-



Ges. Licht  
10V/cm  
0,5  $\mu$ s/cm

CIII 0,2 V/cm

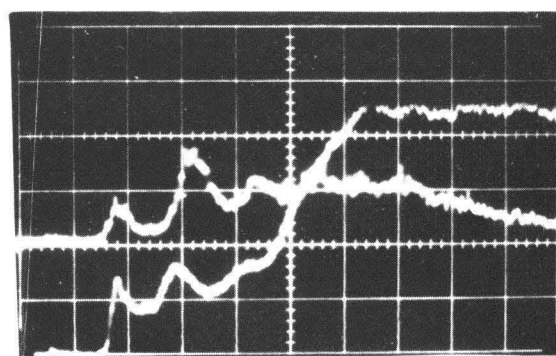
Gas:  $H_2 + 0,066\% C$



CII 0,5 V/cm  
0,5  $\mu$ s/cm

CIII 0,5 V/cm

Gas:  $H_2$



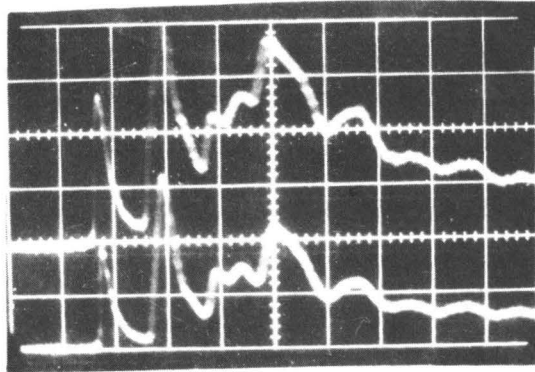
CII 0,5 V/cm  
0,5  $\mu$ s/cm

$H_\beta$  2 V/cm

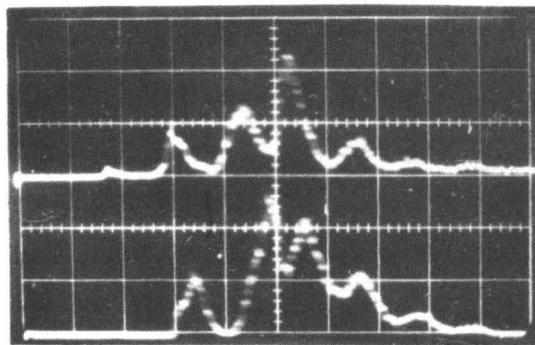
Gas:  $H_2$

Abb. 10

Typische SEV-Kurven von Gesamtlicht  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , CII und CIII  
bei 230  $\mu H_2$

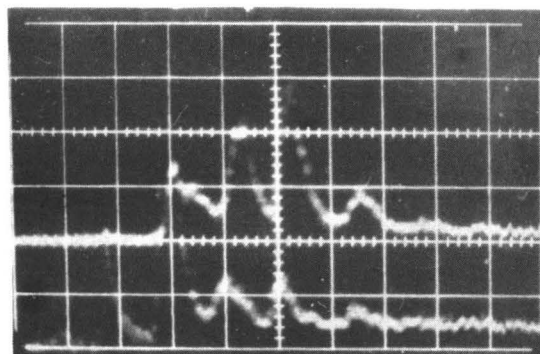


Ges. Licht  
5 V/cm  
0,5  $\mu$ s/cm



CII 0,2 V/cm  
0,5  $\mu$ s/cm

CIII 1 V/cm



CII 0,2 V/cm  
0,5  $\mu$ s/cm  
 $H_{\gamma}$  0,2 V/cm

Abb. 11  
Typische SEV-Kurven von Gesamtlicht,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ , CII und CIII  
bei 50  $\mu$   $H_2$



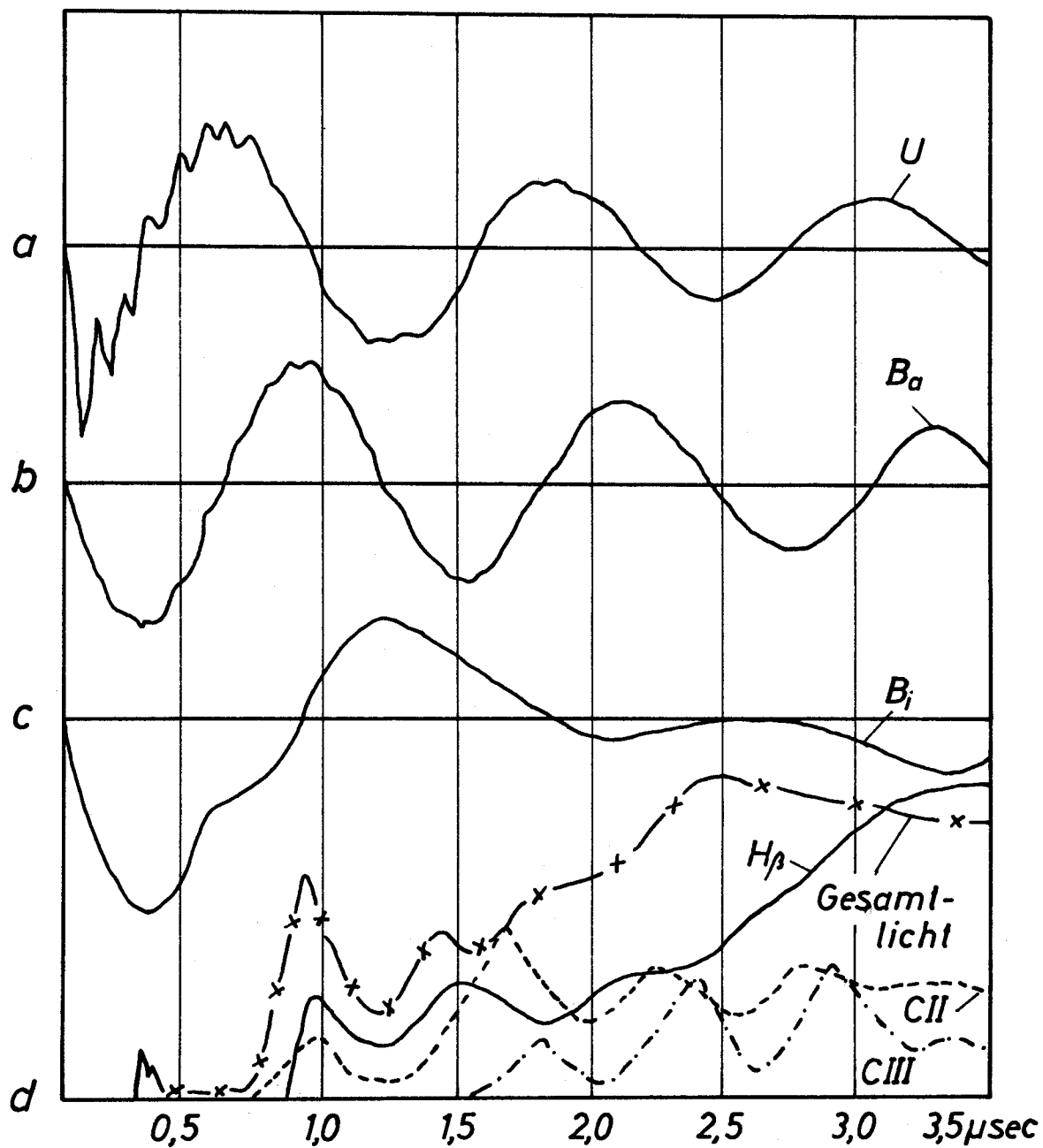


Abb. 12

Zusammenstellung der Oszillogramme von:

- a) Spulenspannung
  - b)  $B_a$  in Vakuum
  - c)  $B_i$  in Gasfüllung
  - d)  $H_\beta$ , CII, CIII Linienintensität als Funktion der Zeit bei  $230 \mu\text{H}_2$
- ) in der Spulenachse gemessen

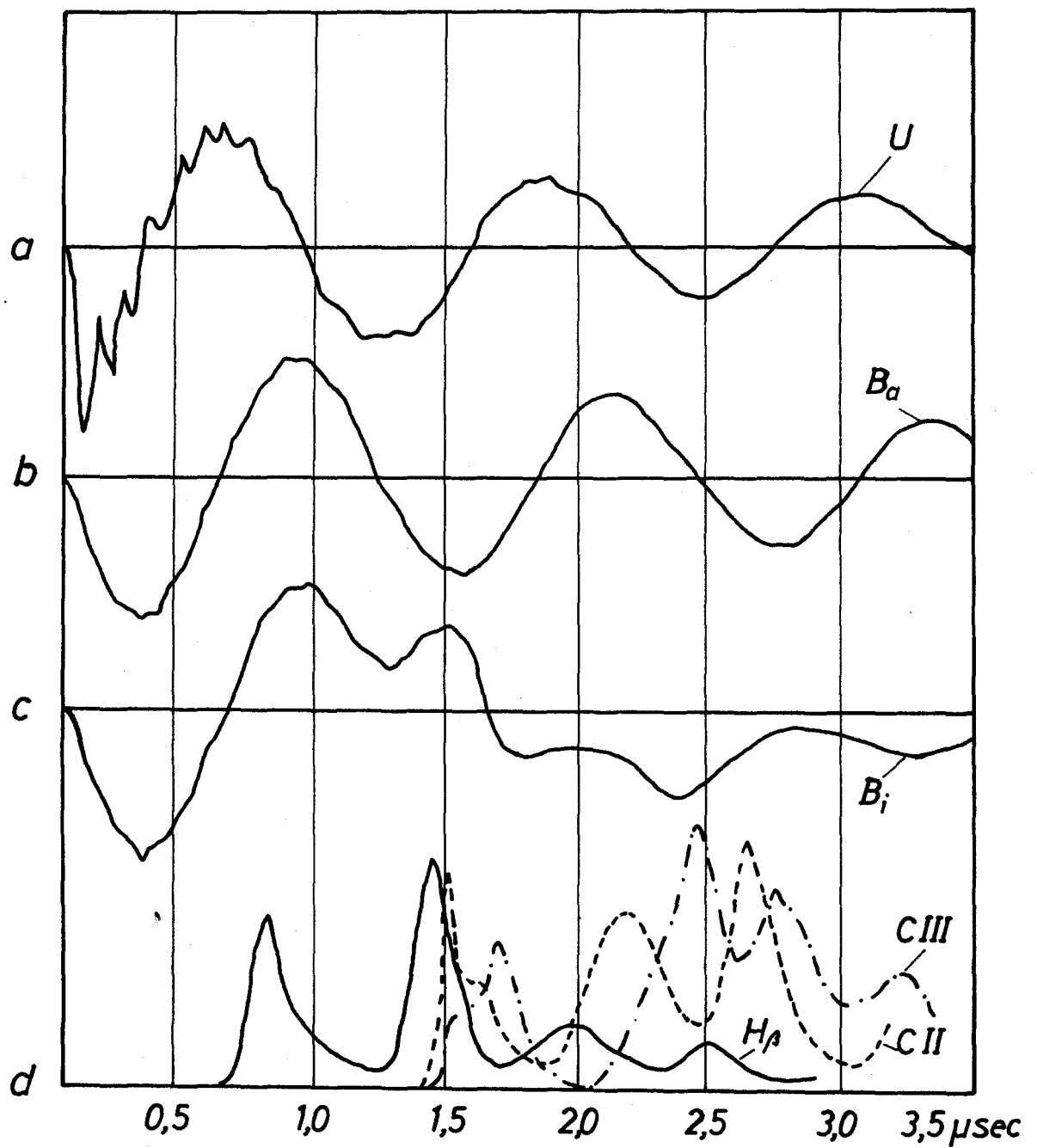


Abb. 13

Zusammenstellung der Oszillogramme von:

a) Spulenspannung

b) B<sub>a</sub> in Vakuum

c) B<sub>i</sub> in Gasfüllung ) in der Spulenachse gemessen

d) H $\beta$ , CII, CIII Linienintensität als Funktion der  
Zeit bei 50  $\mu\text{H}_2$

treten der CII und CIII Linien angezeigt. Das Erscheinen dieser Linien nach ca.  $1,6 \mu\text{sec}$  weist darauf hin, daß Temperaturen über  $1,5 \text{ eV}$  auftreten, und der Wasserstoff daher vollständig ionisiert ist.

Im weiteren Verlauf der Entladung hält bei den angegebenen Drucken das Magnetfeld seine Richtung bei. Seine Intensität ändert sich periodisch durch Kompressionsschwingung des Plasmazylinders. Die aus den relativen Linienintensitäten (vgl. Abschnitt V/2) ermittelte Elektronentemperatur zeigt einen ähnlichen Verlauf (Abb. 14). Eine eindeutige Beziehung zwischen dem Verlauf des inneren Feldes auf der Achse und der Temperatur ist nicht möglich, da die Aufheizung des Plasmas nicht räumlich homogen erfolgt. Zur Interpretation wäre daher eine Messung der Magnetfeldverteilung notwendig, die jedoch bisher nicht vorliegt.

Für den Druck  $230 \mu \text{H}_2$  nimmt das innere Magnetfeld nach der zweiten Halbschwingung stark ab. Der Vergleich mit Smarkeraufnahmen (Abb. 15) zeigt, daß die Maxima von CII und CIII mit den Kompressionen der leitenden Schicht zusammenfallen.

## 2. Temperaturmessungen

Die Elektronentemperatur wurde bei  $50 \mu$  und  $230 \mu$  aus den SEV - Signalen der CII und CIII Linien in der oben ausführlich angegebenen Weise abgeschätzt. Um die Intensität dieser Linien zu vergrößern, wurde dem Wasserstoff  $0,066 \% \text{ C}$  hinzugefügt. Bei  $50 \mu$  sind zwei charakteristische Maxima von CII bei steigender CIII Intensität nach  $1,6$  und  $2,1 \mu\text{sec}$  gut zu erkennen. Maximum dieser Werte bei sinkender CIII Intensität ist nicht Die Temperatur des Maximums von CII nach  $2,1 \mu\text{sec}$  wurde gleich der Temperatur des Maximums in der theoretischen Kurve gesetzt. Sie beträgt  $23\,000^\circ \text{K}$ . Die weiteren Punkte der Kurve (Abb. 14) wurden dann aus den relativen Intensitäten der CII und CIII Linien bestimmt.

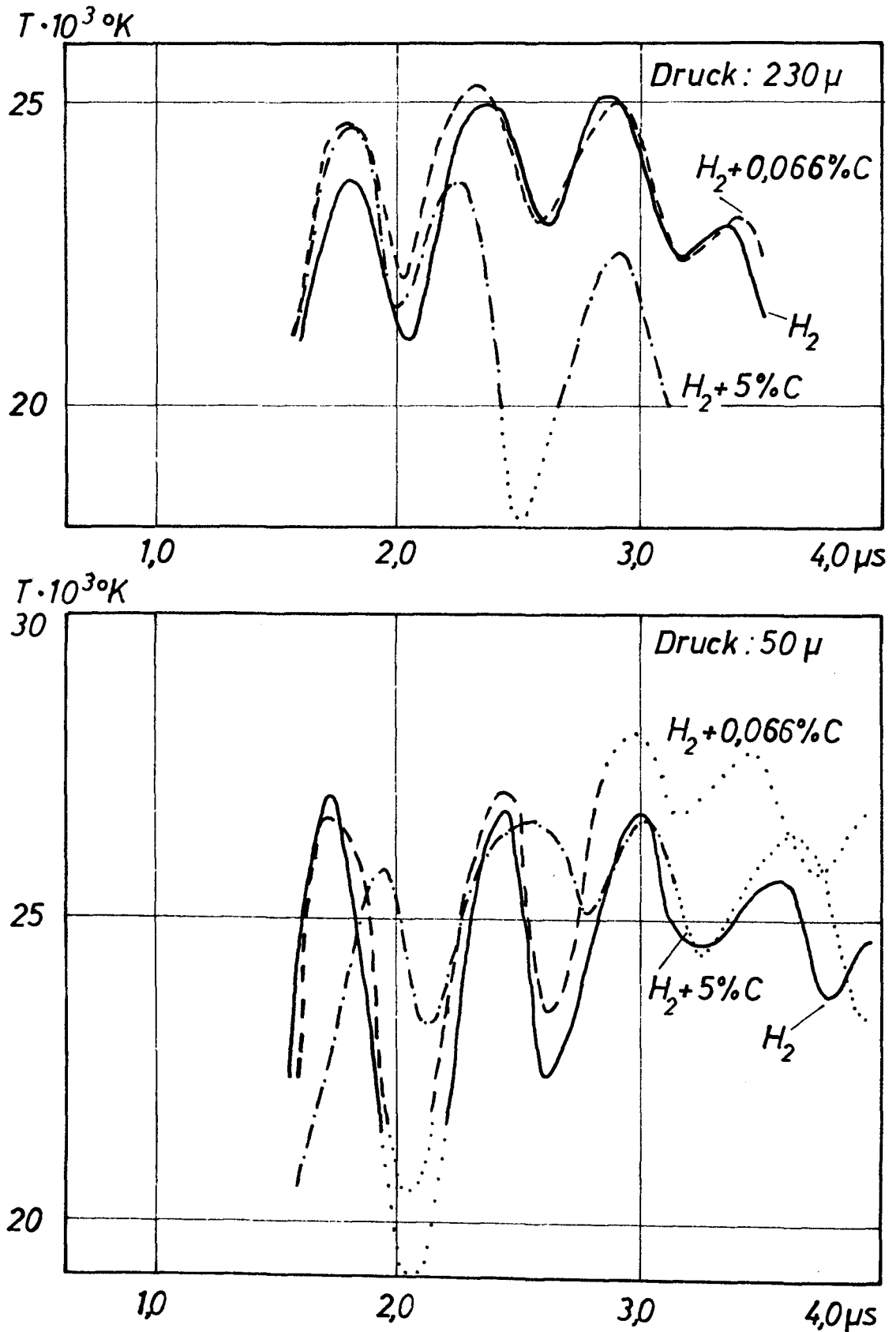
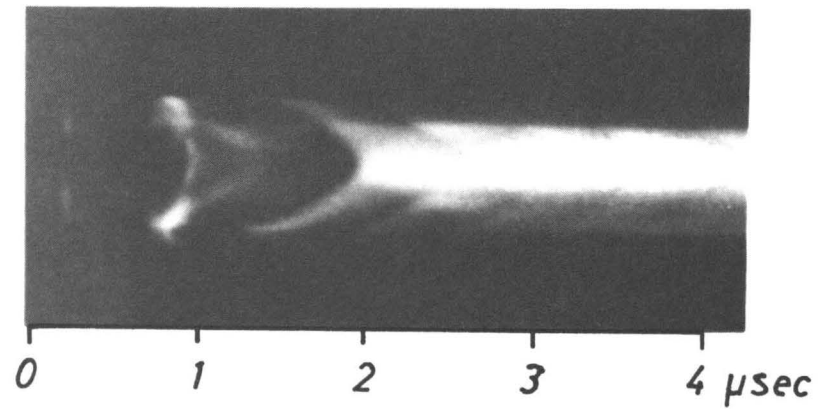


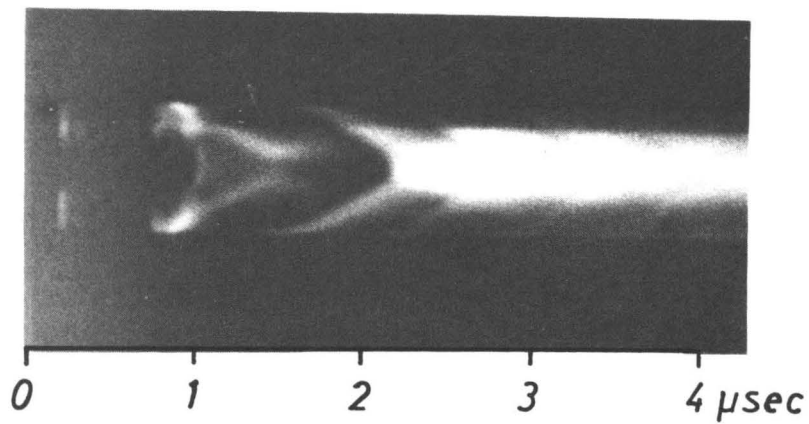
Abb. 14

Elektronentemperatur als Funktion der Zeit in  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2 + 0,066\% \text{C}$ ,  
 $\text{H}_2 + 5\% \text{C}$  für 50  $\mu$  und 230  $\mu$  Anfangsdruck

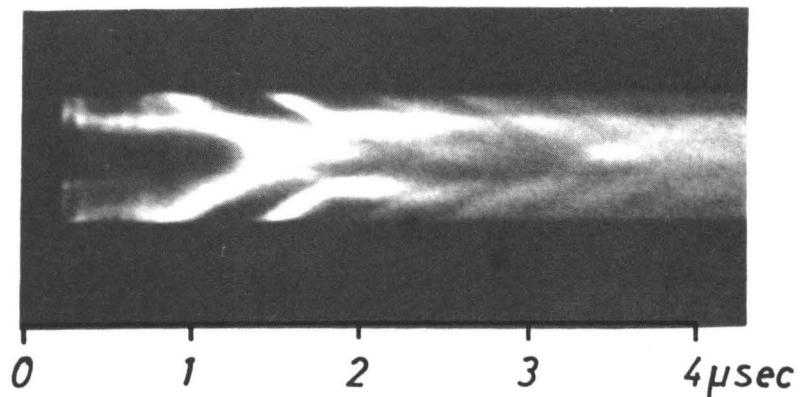
..... Werte infolge zu geringer Intensität unsicher



Gas:  $H_2$



Gas:  $H_2 + 0,066\% C$



Gas:  $H_2 + 5\% C$

Abb. 15

Streak-Photographien, aufgenommen mit der Beckmann-Kamera  
Type 339 B in axialer Richtung bei einem Druck von 230  $\mu$  mit  
verschiedenem Kohlenstoffgehalt

Auch bei einer Füllung mit  $230 \mu \text{H}_2 + 0,066 \% \text{C}$  wurden die Temperaturen aus den relativen Intensitäten berechnet, da die Maxima der CII Linien nicht so gut ausgeprägt waren wie bei  $50 \mu \text{H}_2$  Druck.

Die in Abb. 14 wiedergegebenen Temperaturen geben einen Mindestwert an. Die wahre Temperatur kann etwas höher sein, da durch die Kompression des Plasmas Fehler entstehen können. Diese verschieben das Maximum von CII zu Temperaturen, die bis zu 25 % größer sein können als die angegebenen. Diese Genauigkeit ist für die gewünschte Abschätzung ausreichend.

Die zeitintegrierten Spektren (Abb. 16) weisen durch die Form der Spektrallinien von  $\text{H}_\beta$ , CII und CIII auf die geometrische Gestalt der Entladung hin. Die homogene Gestalt der CII und CIII Linien bei  $50 \mu$  zeigt, daß das Plasma zumindest im zeitlichen Mittel auf eine Zone von 30 mm Durchmesser verteilt ist. Dagegen erscheinen die CII und CIII Linien bei  $230 \mu$  am Rande stärker als in der Mitte, was besagt, daß der heißeste Teil des Plasmas zur Zeit des Erscheinens der CIII Linien einen Ring bildet. Die Intensität von  $\text{H}_\beta$  jedoch ist in der Mitte stärker als am Rande des Rohres, was darauf hinweist, daß die Entladung zu späteren Zeiten, wenn  $\text{H}_\beta$  dominiert, homogen den Zylinder erfüllt. Dadurch ist auch der starke Anstieg von  $\text{H}_\beta$  nach  $2,5 \mu\text{sec}$  zu erklären.

Mischt man dem Füllgas größere Mengen Methan zu ( $\text{H}_2 + 5 \% \text{C}$ ), so ändert sich der Temperaturverlauf nicht sehr auffällig (Abb. 14), obgleich der Intensitätsverlauf der Linie im einzelnen große Unterschiede gegenüber der Entladung in reinem  $\text{H}_2$  zeigt.

Insbesondere fehlt der steile Anstieg von  $\text{H}_\beta$  nach  $2,5 \mu\text{sec}$  (Abb. 17), was darauf hinweist, daß die räumliche Verteilung der Entladung wesentlich anders ist als in reinem  $\text{H}_2$  (vgl. auch Abb. 15). Die Temperaturkurven stellen einen Mittelwert über mehrere Entladungen dar; die Abweichungen von einer Entladung zur anderen betrug etwa 3%.

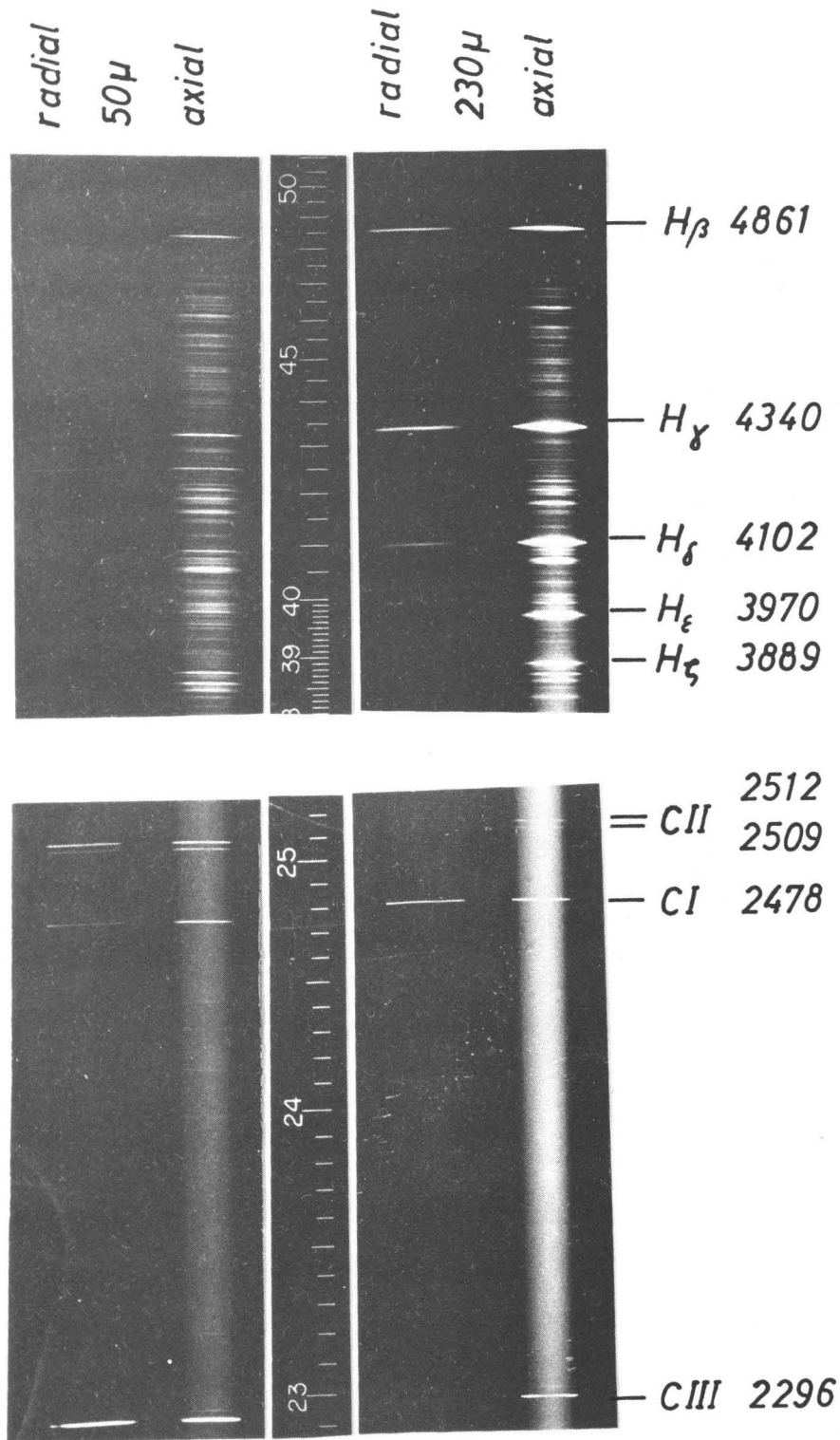
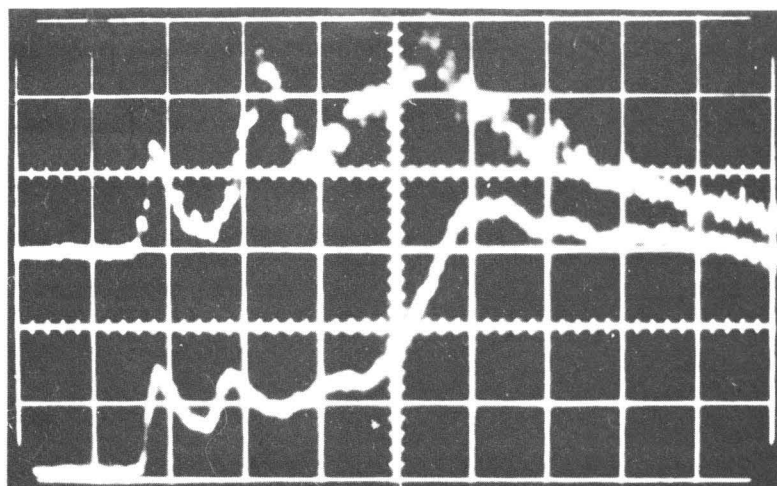


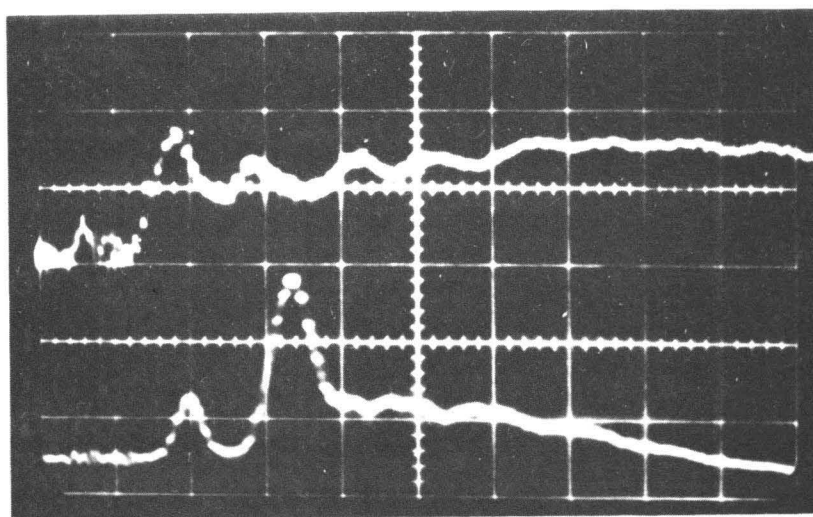
Abb. 16

Zeitintegriertes Spektrum in radialer und axialer Richtung beobachtet bei  $50\mu\text{H}_2 + 0,066\% \text{C}$  und  $230\mu\text{H}_2 + 0,066\% \text{C}$ .



CII 0,2 V/cm  
0,5 μs/cm  
Hβ 2 V/cm

Gas: H<sub>2</sub>



Hβ 0,5 V/cm  
0,5 μs/cm  
CII 0,5 V/cm

Gas: H<sub>2</sub> + 5% C

Abb. 17

Typische SEV-Kurven von H<sub>β</sub> und CII in H<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> + 5 % C  
bei 230 μ Anfangsdruck



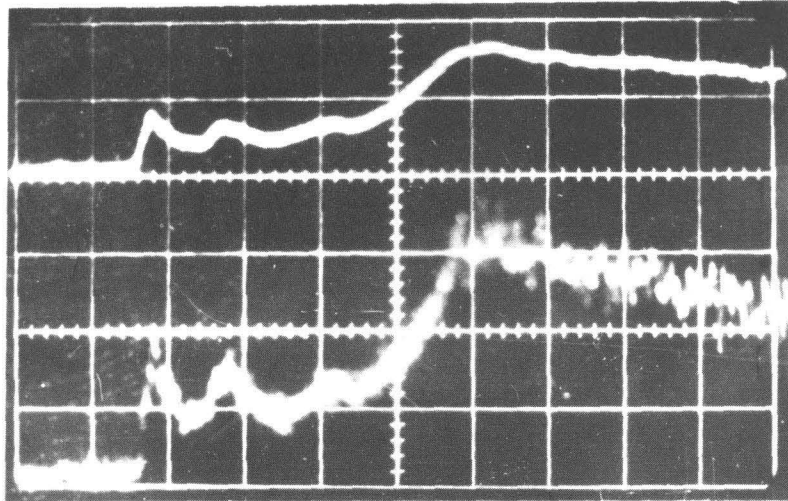
### 3. Elektronendichte

Die Bestimmung der Elektronendichte als Funktion der Zeit aus der Verbreiterung der Linie  $H_{\beta}$  konnte nur bei einem Druck von  $230 \mu H_2$  durchgeführt werden, da bei  $50 \mu H_2$  die Intensität dieser Linie zu gering war. Der Verlauf der Intensität in der Linienmitte  $\lambda_m$  und bei  $\lambda_m + 5 \text{ \AA}$  zeigt Abb. 18. Auf diesen Oszillogrammen erkennt man, daß die beiden ersten Spitzen der  $H_{\beta}$  Intensität nur in der Linienmitte erscheinen, was darauf hinweist, daß die Elektronendichte zu diesen Zeitpunkten noch sehr gering ist. Dies stimmt gut damit überein, daß zu diesen Zeiten die CII und CIII Linien noch nicht erscheinen.

Erst ab  $1,5 \mu\text{sec}$  konnten nach dieser Methode genauere Ergebnisse erhalten werden. Die Halbwertsbreite der Linie und die daraus berechnete Elektronendichte ist in Abb. 19 dargestellt. Im Maximum bei  $3 \mu\text{sec}$  erhält man eine Breite von  $12 \text{ \AA}$  und damit eine Elektronendichte von  $N_e = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Bei vollständiger Ionisation des Plasmas berechnet man aus dem Anfangsdruck von  $230 \mu H_2$  eine Elektronendichte von  $N_e = 1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Aus dieser Überlegung kann jedoch noch nicht auf nahezu vollständige Ionisation geschlossen werden, da die Kompression des Plasmas vernachlässigt worden ist. Eine obere Grenze für diese erhält man, wenn man zum Zeitpunkt der nahezu vollständigen Ionisation nach  $1,6 \mu\text{sec}$  das Gleichgewicht zwischen magnetischem und kinetischem Druck betrachtet. Hieraus erhält man eine maximale Kompression von 1:2, so daß im Sinne einer unteren Grenze mit Sicherheit auf einen Ionisationsgrad von 50 % geschlossen werden kann.

Es ist jedoch zu erwarten, daß der tatsächliche Ionisationsgrad zu dieser Zeit beträchtlich höher liegt als 50 %; denn aus Streak-Photographien, die bei verschiedenen C-Gehalten axial aufgenommen wurden, (S. Abb. 15) geht hervor, daß die Kompression im Zeitpunkt  $3 \mu\text{sec}$  geringer ist als in dem zugrunde gelegten Zeitpunkt  $1,6 \mu\text{sec}$ . Ferner wird nicht die gesamte Gasfüllung von der Kompression erfaßt sein.

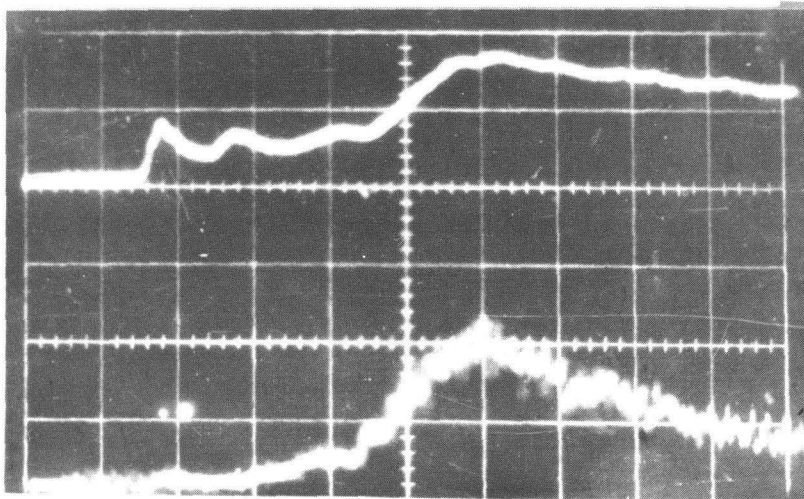


$H_{\beta}$  2 V/cm

0,5  $\mu$ s/cm

$H_{\beta}$   $\lambda = 4861 \text{ \AA}$

0,2 V/cm



$H_{\beta}$  2 V/cm

0,5  $\mu$ s/cm

$H_{\beta} + 5 \text{ \AA}$  0,2 V/cm

$\lambda = 4866 \text{ \AA}$

Abb. 18

SEV-Kurven für Linienmitte von  $H_{\beta}$  ( $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ ) und Linienflügel von  $H_{\beta}$  ( $\lambda = 4866 \text{ \AA}$ ) bei  $230 \mu \text{ H}_2$  Anfangsdruck

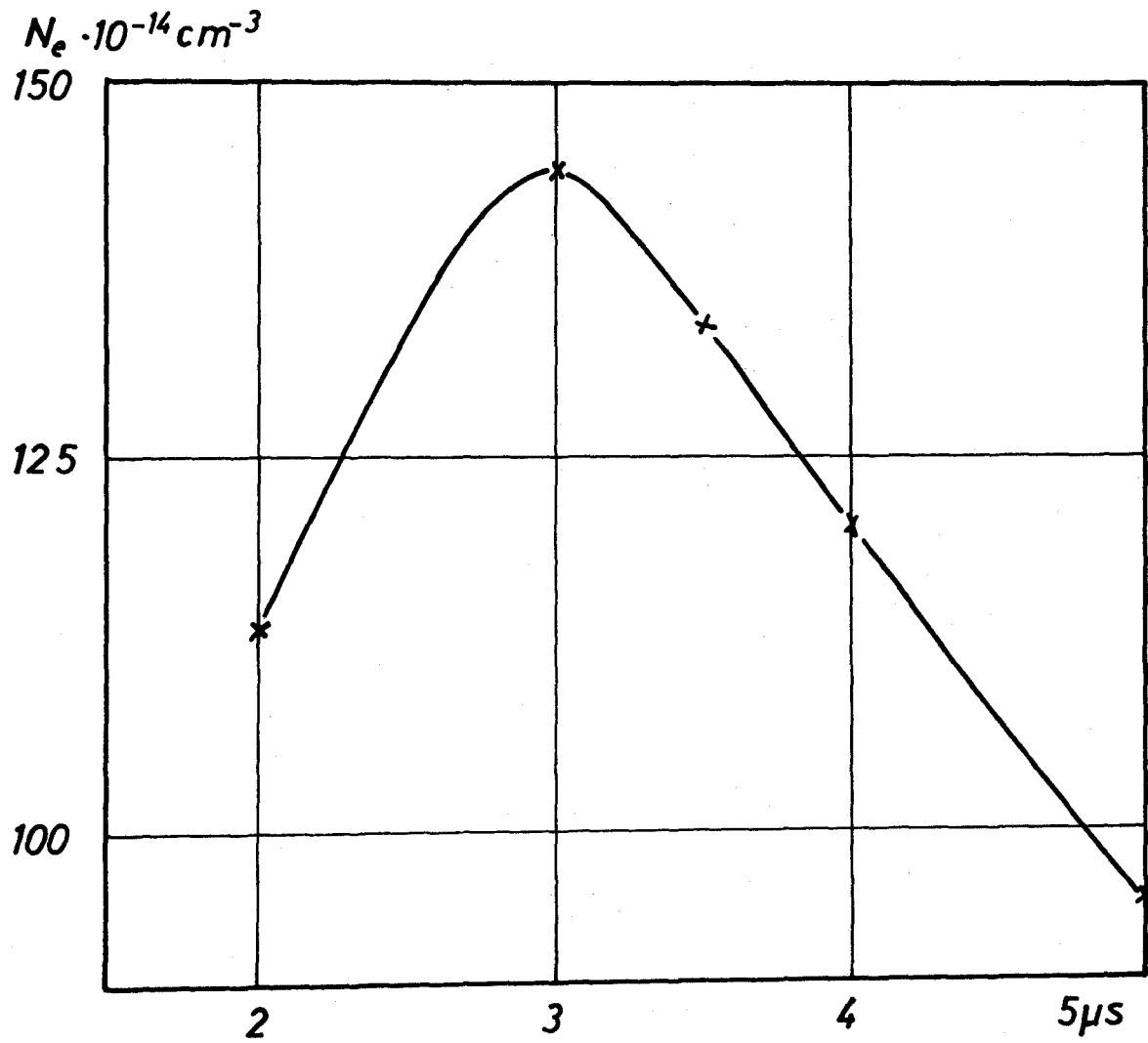


Abb. 19

Elektronendichte als Funktion der Zeit bei 230  $\mu$  H<sub>2</sub> Anfangsdruck

#### 4. Verunreinigungen

Wie aus photographischen Aufnahmen des Spektrums der elektrodenlosen Ringentladung entnommen wird, tritt bei dieser Entladung als Verunreinigung hauptsächlich Kohlenstoff auf, der aus dem Pumpenöl und Kittungen des Entladungsgefäßes stammt. Wesentlich geringer war die Intensität der Sauerstofflinien, was jedoch darauf zurückzuführen ist, daß bei dieser Entladung zufällig in dem betrachteten Spektralgebiet keine sehr intensiven Linien vorliegen. Der Sauerstoff gelangt aus dem am Quarz absorbierten Wasser in die Entladung.

Die SEV Signale je einer OII und einer CII Linie in  $H_2$  mit verschiedenen  $O_2$  und  $CH_4$  Gehalten zeigt Abb. 20. Aus diesen Oszillogrammen kann die Linienintensität als Funktion der Verunreinigung ermittelt werden (Abb. 21). Die im "reinen Wasserstoff" erhaltenen Fremdgase können aus dieser Kurve durch Extrapolation bestimmt werden. Damit erhält man einen Verunreinigungsgrad von 0,03 % an  $O_2$  und 0,02 % an C.

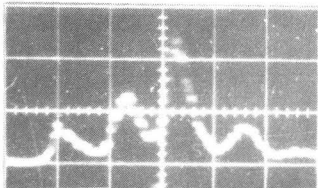
#### 5. Zusammenfassung der Ergebnisse

Aufgrund der dargestellten Meßergebnisse kann über den Zustand der untersuchten Vorentladung folgendes gesagt werden. Die Zündung erfolgt je nach dem Anfangsdruck in verschiedenen Halbwellen; bei 230  $\mu$  in der ersten, bei 50  $\mu$  in der zweiten Halbwelle. Aus dem Erscheinen der CII und CIII Linien nach 1,6  $\mu$ sec kann auf nahezu vollständige Ionisation in der heißesten Zone geschlossen werden.

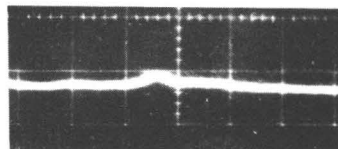
Etwa zur gleichen Zeit verläuft das innere und das äußere Feld antiparallel, so daß starke elektrische Ströme im Plasma fließen. Gleichzeitig wird eine Ringstruktur des Plasmas beobachtet. Dies ist konsistent mit der Annahme, daß die Plasmaströme für den plötzlichen Anstieg der Temperatur verantwortlich sind.

Größere Beimischungen von Kohlenstoff (bis 5 %) haben auf den

$H_2$

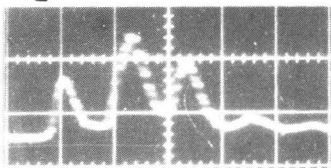


0,2 V/cm 0,5 μs/cm

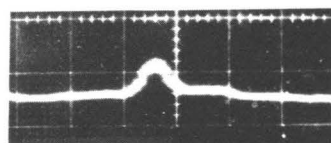


$H_2 + 0\% O_2$

$H_2 + 0,066\% C$

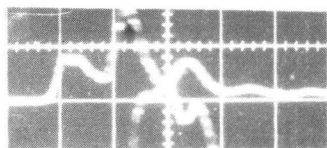


0,5 V/cm 0,5 μs/cm

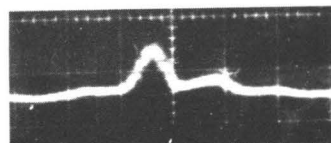


$H_2 + 0,0329\% O_2$

$H_2 + 0,396\% C$

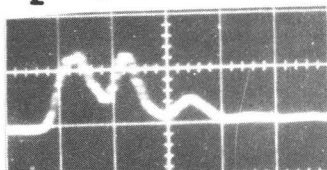


1 V/cm 0,5 μs/cm

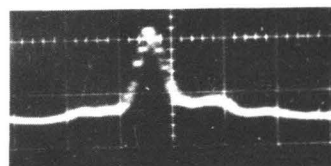


$H_2 + 0,0657\% O_2$

$H_2 + 0,792\% C$



1 V/cm 0,5 μs/cm



$H_2 + 0,1315\% O_2$

0,5 μs/cm 0,1 V/cm

O II  $\lambda = 4649,13 \text{ \AA}$

$\chi = 25,55 \text{ eV}$   $T = 3s^4P - 3p^4D$

C II  $\lambda = 4267,27 \text{ \AA}$

$\chi = 20,9 \text{ eV}$

$T = 3d^2D_3 - 4f^2F_4$

Abb. 20

SEV-Kurven von C II ( $\lambda = 4267,27 \text{ \AA}$ ) und O II ( $\lambda = 4649,13 \text{ \AA}$ ) bei verschiedenen Verunreinigungsgraden

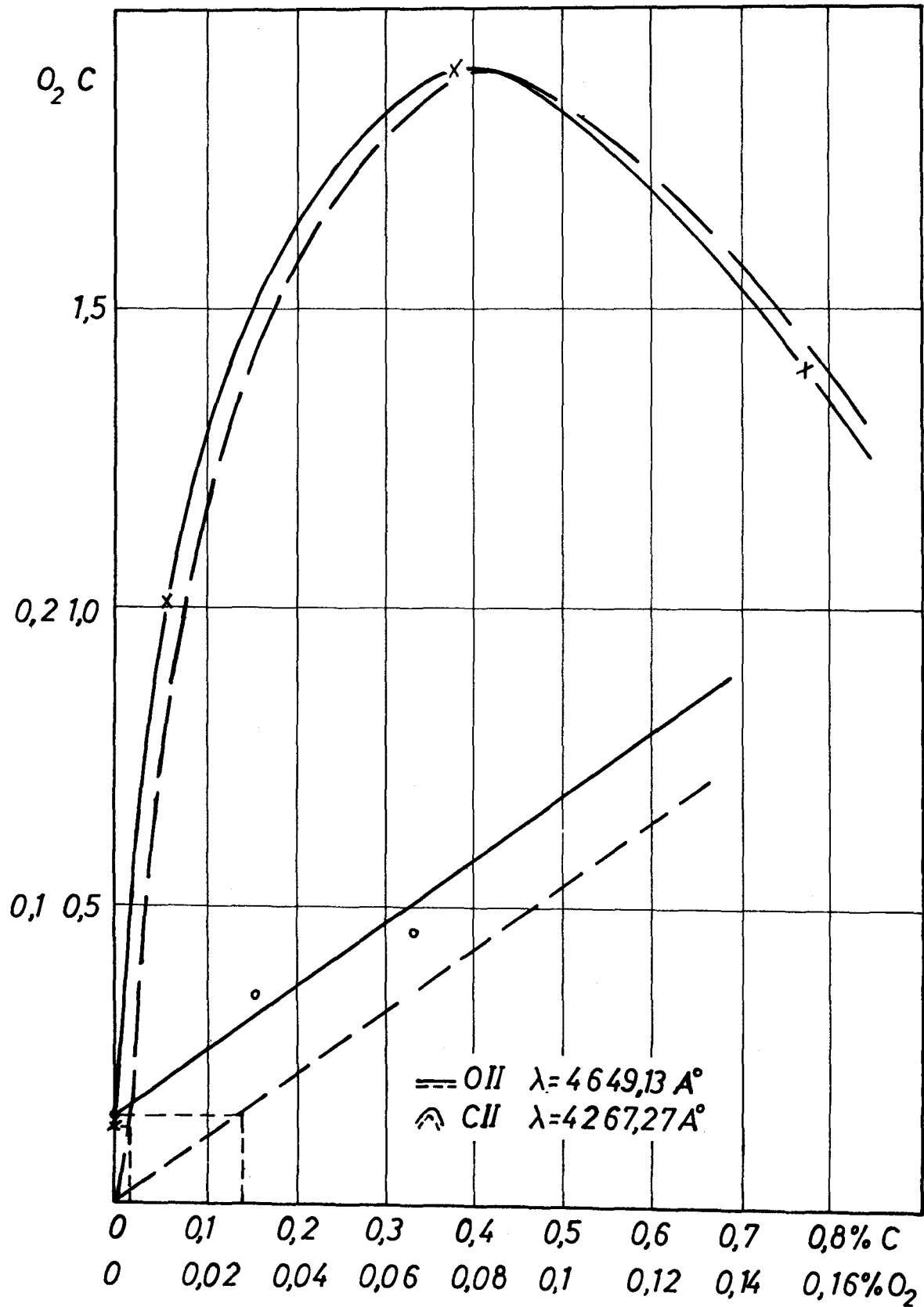


Abb. 21

Linienintensität von CII ( $\lambda = 4267 \text{ \AA}$ ) und OII ( $\lambda = 4649 \text{ \AA}$ )  
als Funktion des Verunreinigungsgehaltes

Temperaturverlauf nur geringen Einfluß. Die Elektronendichte erreicht bei 3  $\mu\text{sec}$  ihren maximalen Wert von  $1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Man erhält daraus als eine untere Grenze für den Ionisationsgrad 50%.

An Verunreinigungen treten hauptsächlich Kohlenstoff und Sauerstoff auf. Die spektroskopische Untersuchung liefert 0,02 % C und 0,03%  $\text{O}_2$ .

## Literaturverzeichnis

1. W.C. Elmore, E.M. Little und W.E. Quinn  
Neutrons from Plasma Compressed by an Axial Magnetic Field(Scylla)  
Proc. of Intern. Conf. of Peaceful Uses of Atomic Energy,  
2nd Conf. Geneva, (1958) Vol. 32, Seite 337 - 342
2. A.C. Kolb,
  - a) Magnetic Compression of Shock Preheated Deuterium  
Proc. of Intern. Conf. of Peaceful Uses of Atomic Energy,  
2nd Conf. Geneva, (1958)Vol. 31, Seite 320-340
  - b) Dense Plasmas Confined by External Field(mit H.R.Griem u.  
W.R. Faust  
Proc. of the Fourth Intern. Conf. On Ionization Phenomena  
in Gases, Uppsala 1959, Seite 1037-1041
3. H.A.B. Bodin, T.S. Green, G.B F. Niblett und N.J. Peacock  
The Formation and Implosion of a Cylindrical Current Sheat in  
the Thetatron  
Proc. of the Fourth Intern. Conf. On Ionization Phenomena in Gases,  
Uppsala 1959, Seite 1065-1072
4. H. Fay, E. Hintz und H.L. Jordan  
Experiments on Shock-compression of Plasmas  
Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Ionization Phenomena in Gases,  
Uppsala 1959, Seite 1046-1049
5. E. Hintz und H. Beerwald (wird veröffentlicht)
6. L. Spitzer  
The Physics of Fully Ionized Gases  
Interscience Publishers, New York, 1950
7. W. Finkelburg, H. Maecker  
Elektrische Bögen und thermisches Plasma  
Handbuch der Physik, Vol. 22 (1956) Seite 306
8. H. Maecker, T.H. Peters, H. Schenk  
Ionen- und Atomquerschnitte im Plasma verschiedener Gase  
Z. Phys. Bd. 140 (1955) Seite 119-138



9. G. Elwert
  - a) Über die Ionisations- und Rekombinationsprozesse in einem Plasma und die Ionisationsformel der Sonnenkorona  
Z. Naturforschung, 7a (1952) Seite 432-439
  - b) Verallgemeinerte Ionisationsformel eines Plasmas  
Z. Naturforschung, 7a (1952) Seite 703-708
10. D.R. Bates, A.E. Kingston  
Recombination through Electron-Electron Collision  
Nature, Vol. 189, (1961) Seite 652-653
11. R.W.P. McWhirter (wird veröffentlicht)
12. H. Wulff  
Die Linienprofile thermisch angeregter Heliumlinien  
Z. Phys. Bd. 150 (1958) Seite 614-631
13. P. Bogen  
Experimentelle Prüfung der Holtsmarkschen Theorie der  
Linienverbreiterung  
Z. Phys. Bd. 149 (1956) Seite 62-72
14. G. Knorr  
Über den Ionisationszustand und die Ausstrahlung von Fremdgasen  
in einem Wasserstoffplasma  
T. Naturforschung, Bd. 13a (1958) Seite 941-950
15. T.J.M. Boyd  
Electron Excitation of Atomic Hydrogen in the 2s State  
Proc. Phys. Soc. A 72 (1958) Seite 523
16. C.W. Allen  
Astrophysical Quantities (The Atlone Press 1955)
17. T. Holstein  
Imprisonment of Resonance Radiation in Gases, I and II  
Phys. Rev. Vol. 72 (1947) Seite 1212-1233  
Phys. Rev. Vol. 83 (1951) Seite 1159-1168
18. P. Swan  
The Ionization by Electrons of the Excited 2s and 2p States of  
Atomic Hydrogen  
Proc. Phys. Soc. Vol. A68 (1955) Seite 1159-1160

19. H.S.W. Massey

Excitation and Ionization of Atom by Electron Impact  
Handbuch der Physik Atom II, Vol. 36 (1956) Seite 354

20. R. McCarrel

The Excitation of the Discrete Levels of Atomic Hydrogen by  
Fast Electron  
Proc. Phys. Soc. Vol. A70 (1957) Seite 460-465

21. W.L. Fite and R.T. Brackmann

Collisions of Electrons with Hydrogen Atoms  
I. Ionization, II. Excitations of Lyman- $\alpha$  Radiation  
Phys. Rev. Vol. 122 (1958) Seite 1141-1151  
Phys. Rev. Vol. 122 (1958) Seite 1151-1156

22. R.H. Fowler, E.A. Milne

- a) The Intensities of Absorption Lines in Stellar Spectra and  
the Temperature and Pressure in the Reversing Layers of  
Stars  
Monthly Notices, Vol. 83 (1923) Seite 403-525
- b) The Maximum of Absorption Lines in Stellar Spectra  
Monthly Notices, Vol. 84 (1924) Seite 499-515
- c) Notes on the Theory of Absorption Lines in Stellar Spectra  
Monthly Notices, Vol. 85 (1925) Seite 970-979

23. A. Unsold

Physik der Sternatmosphären (Springer Verlag 1955)

24. H.R. Griem, A.C. Kolb and K.Y. Schen

Stark Broadening of Hydrogen Lines in a Plasma  
Phys. Rev. Vol. 116, (1959) Seite 4-16

## Verzeichnis der Abbildungen

- 1) Linienintensität nach der Sahagleichung für  $H_{\beta}$ , CI, CII und CIII
- 2)  $\frac{I_{CIII}}{I_{CII}}$  als Funktion der Temperatur für  $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- 3) Entladungsrohr
- 4) Stromkreis schematisch
- 5) Strahlengang
- 6) Entladungsrohr mit Umlenkspiegeln
- 7) SEV RCA Typ 1 P 28 mit Spannungsteiler
- 8) Schaltung des Spannungsteilers
- 9) Oszillogramm des Lichtpulses einer Testquelle  
(Quecksilberrelais, Licht-Anstiegszeit  $\approx 1 \text{ nsec}$ ,  $10 \text{ nsec/cm}$ ,  $5 \text{ V/cm}$ )
- 10) Typische SEV-Kurven von Gesamtlicht,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ , CII und CIII  
bei  $230 \mu \text{ H}_2$
- 11) Typische SEV-Kurven von Gesamtlicht,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ , CII und CIII  
bei  $50 \mu \text{ H}_2$
- 12) Zusammenstellung der Oszillogramme von
  - a) Spulenspannung
  - b)  $B_a$  in Vakuum
  - c)  $B_i$  in Gasfüllung
  - d)  $H_{\beta}$ , CII, CIII Linien- und Gesamtlichtintensität als Funktion der Zeit bei  $230 \mu \text{ H}_2$) in der Spulenachse gemessen
- 13) Zusammenstellung der Oszillogramme von
  - a) Spulenspannung
  - b)  $B_a$  in Vakuum
  - c)  $B_i$  in Gasfüllung
  - d)  $H_{\beta}$ , CII, CIII Linienintensität als Funktion der Zeit bei  $50 \mu \text{ H}_2$) in der Spulenachse gemessen
- 14) Elektronentemperatur als Funktion der Zeit in  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2 + 0,066 \% \text{ C}$ ,  
 $\text{H}_2 + 5 \% \text{ C}$  für  $50 \mu$  und  $230 \mu$  Anfangsdruck
- 15) Streak-Photographien, aufgenommen mit der Beckmann-Kamera,  
Type 339 B in axialer Richtung bei einem Druck von  $230 \mu$  mit  
verschiedenem Kohlenstoffgehalt
- 16) Zeitintegriertes Spektrum in radialer und axialer Richtung beobachtet  
bei  $50 \mu \text{ H}_2 + 0,066 \% \text{ C}$  und  $230 \mu \text{ H}_2 + 0,066 \% \text{ C}$
- 17) Typische SEV-Kurven von  $H_{\beta}$  und CII in  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2 + 5 \% \text{ C}$   
bei  $230 \mu$  Anfangsdruck
- 18) SEV-Kurven für Linienmitte von  $H_{\beta}$  ( $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ ) und Linienflügel  
 $H_{\beta}$  ( $\lambda = 4866 \text{ \AA}$ ) bei  $230 \mu \text{ H}_2$  Anfangsdruck

- 19) Elektronendichte als Funktion der Zeit bei 230  $\mu\text{H}_2$  Anfangsdruck
- 20) SEV-Kurven von CII ( $\lambda = 4267,27 \text{ \AA}$ ) und OII ( $\lambda = 4649,13 \text{ \AA}$ )  
bei verschiedenen Verunreinigungsgraden
- 21) Linienintensität von CII ( $\lambda = 4267 \text{ \AA}$ ) und OII ( $\lambda = 4649 \text{ \AA}$ ) als  
Funktion des Verunreinigungsgehaltes

Vorliegender Bericht ist ein Abdruck meiner im Juni 1961 an der Technischen Hochschule Aachen eingereichten Dissertation.

Dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. W. Fucks möchte ich herzlich danken für vielfache Unterstützung und die mir gewährte Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen.

Meinen besonderen Dank möchte ich Herrn Dr. H.L. Jordan für die Anregung der Arbeit und für viele wertvolle Hinweise aussprechen.

Herrn Dr. P. Bogen danke ich für zahlreiche klärende Diskussionen über die Deutung der Meßergebnisse. Zu Dank verpflichtet bin ich Herrn E. Hintz für die Unterstützung bei den Messungen an der von ihm aufgebauten Apparatur. Mein Dank gilt ferner allen Institutsangehörigen, die mir bei der Versuchsdurchführung und der sprachlichen Gestaltung der Arbeit behilflich waren.